

**Untersuchung der
Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen
in einem Ottomotor
mit Hilfe
mehrdimensionaler Strömungsdiagnostik**

Am Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

vorgelegt von

Johannes Bode, M. Sc.

aus Kassel

Erstgutachter:
Zweitgutachter:

Prof. Dr. rer. nat. A. Dreizler
Prof. Dr.-Ing. C. Hasse

Darmstadt 2017

Johannes Bode:

Untersuchung der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in einem Ottomotor
mit Hilfe mehrdimensionaler Strömungsdiagnostik

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt,
Jahr der Veröffentlichung der Dissertation auf TUpriints: 2018

Tag der mündlichen Prüfung: 12. 12. 2017

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-73119

Veröffentlicht unter CC BY-SA 4.0 International

<https://creativecommons.org/licenses/>

Danksagung

Diese Arbeit ist in den letzten vier Jahren während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet für Reaktive Strömungen und Messtechnik der TU Darmstadt in Zusammenarbeit mit der Daimler AG in Untertürkheim entstanden. Daher gilt mein besonderer Dank Professor Andreas Dreizler für das vorbehaltlose Vertrauen die Promotion an seinem Fachgebiet mit allen Freiheiten durchführen zu dürfen. Dies und seine fachliche Unterstützung haben diese Arbeit erst ermöglicht.

Des Weiteren möchte ich mich bei Professor Christian Hasse für das fachliche Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Korreferats bedanken.

Bei Dr. Benjamin Böhm bedanke ich mich für die vielen Diskussionen und Ratschläge aus denen stets neue Ansätze entstanden sind, was maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Bei Christian Fach möchte ich mich für die enge und freundschaftliche Zusammenarbeit und gegenseitige Unterstützung während der gesamten Promotion bedanken. Ein weiteres Dankeschön gilt allen Kolleginnen und Kollegen an den Fachgebieten RSM, EKT und STFS für die familiäre Atmosphäre, wodurch sich die Zeit selten wie Arbeit angefühlt hat. Hier möchte ich besonders meine Kollegen Sani van der Kley, Carl-Philipp Ding, Lukas Becker, Jhon Pareja, Florian Zentgraf, Jan Köser und Benjamin Synek hervorheben und ihnen für die gemeinsame Zeit danken.

Meine Promotion habe ich zu gleichen Teilen bei der Daimler AG in Untertürkheim verbracht. Dort gilt mein großer Dank Dr. Christian Krüger dafür, dass er mir ermöglicht hat selbstständig in seinem Team zu arbeiten. Seine zahlreichen Ideen und das offene Umfeld dort haben wesentlich zum Erfolg der Promotion beigetragen. Außerdem möchte ich mich bei Dr. Jürgen Schorr herzlich bedanken. Sei es für die tägliche Unterstützung und gemeinsame Arbeit im Labor oder für willkommene kreative Pausen bei mittäglichen Läufen durch die Stuttgarter Weinberge. Danke auch Franck Nicollet dafür, dass wir erfolgreich die jeweiligen Stärken der numerischen und experimentellen Welt vereinigt haben. Zudem bedanke ich mich bei Günter Kukutschka neben seiner Hilfe dafür, dass er mir gezeigt hat wie einfach manche Probleme zu lösen sind. Auch möchte ich Nico Rödel und Dr. Katsuyoshi Koyanagi für die Unterstützung im Labor und die erfrischenden Mittagspausen danken.

Meinen Freunden und meiner Familie die mich in den letzten Jahren begleitet haben möchte ich Danke sagen. Insbesondere danke ich meinen Eltern Claudia und Joachim Bode dafür, dass sie mich immer in allem unterstützen und mir diesen Werdegang ermöglicht haben.

Abschließend gilt der größte Dank meiner Freundin Steffi. Ihre bedingungsloser Beistand über die gesamte Promotion waren die Basis für diese Arbeit. Dabei hat sie mit der Geburt unseres Sohnes Paul im Januar das weitaus bedeutsamere Werk vollbracht.

Darmstadt, im Februar 2018

Johannes Bode

*„Ein Narr, wissen Sie, ist ein Mann, der noch nie
in seinem Leben ein Experiment gewagt hat.“*

Erasmus Darwin

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Stand der Forschung	3
1.3	Zielsetzung	6
1.4	Struktur der Arbeit	6
2	Grundlagen	9
2.1	Verbrennungsmotor	9
2.1.1	Der 4-Takt Ottomotor	9
2.1.2	Geometrie des Hubkolbenmotors	11
2.1.3	Thermodynamik des Ottomotors	12
2.2	Strömungsmechanik	13
2.2.1	Turbulenz	15
2.2.2	Innermotorische Strömung	17
2.3	Verbrennung	18
2.3.1	Diffusionsflammen	19
2.3.2	Vormischflammen	20
2.4	Ottomotorische Brennverfahren	22
2.4.1	Schichtbrennverfahren	24
2.4.2	Homogen-Magerbrennverfahren	26
3	Optische Messtechnik	29
3.1	Strömungsmessungen mittels PIV	29
3.1.1	Grundlagen PIV	29
3.1.2	Partikel	31
3.1.3	Abbildung	32
3.2	Laser-Scanning	35
3.2.1	Akustooptischer Deflektor	36
4	Messaufbau und Durchführung	39
4.1	Aufbau des Prüfstands	39
4.2	Der optisch zugängliche Motor	41
4.2.1	Variation der Geometrie	43
4.3	Experimenteller Aufbau	45
4.3.1	Beleuchtung	45
4.3.2	Detektion	49
4.3.3	Synchronisation	50
4.4	Betriebspunkte und Durchführung	52

4.4.1	Schichtbetrieb	53
4.4.2	Homogen-Magerbetrieb	56
5	Methodik der Datenauswertung	59
5.1	Strömungsfelder	59
5.1.1	Berechnung der Vektorfelder	59
5.1.2	Wirbelerkennung	62
5.2	Verbrennung	66
5.2.1	Einspritzung	66
5.2.2	Zündfunken	68
5.2.3	Heizverlauf	69
5.2.4	Rußdetektion	71
5.3	Statistische Methoden	73
5.3.1	Korrelationsanalyse	74
5.3.2	Konditionierte Statistik	77
5.3.3	Statistische Tests	78
6	Validierung der Scanning-PIV	81
6.1	Der Lichtschnitt	81
6.2	Unsicherheiten in der PIV-Methode	82
6.2.1	Einfluss der Laserenergie	84
6.2.2	Einfluss Auflösung und Fokus	89
7	Ergebnisse des Schichtbetriebs	93
7.1	Betriebsverhalten	93
7.2	Innermotorische Strömung	97
7.2.1	Variation des Tumblestellers	100
7.2.2	Variation der Einlasssteuerzeit	103
7.3	Korrelationsanalyse	106
7.3.1	Variation des Tumblestellers	106
7.3.2	Variation der Einlasssteuerzeit	108
7.3.3	Systematik der Strömung	109
7.4	Detailanalyse der Grundströmung	113
7.4.1	Strahl-Strömungs-Interaktion	113
7.4.2	Heizverlauf	115
7.4.3	Rückverfolgung der Strömung	119
7.4.4	Vergleich der Geometrien	124
7.5	Fazit	127
8	Ergebnisse des Homogen-Magerbetriebs	129
8.1	Betriebsverhalten	129
8.2	Innermotorische Strömung	133
8.2.1	Vergleich der Betriebsarten	133
8.3	Korrelationsanalyse	136
8.3.1	Heizverlauf	138
8.3.2	Zündung	141
8.4	Fazit	146
9	Zusammenfassung und Ausblick	149
	Literaturverzeichnis	153

Nomenklatur

Große lateinische Buchstaben		Einheit
\overline{U}	Phasengemittelte Geschwindigkeit	m s^{-1}
\Re	Universelle Gaskonstante	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$
\widehat{U}	Standardabweichung der Geschwindigkeit	m s^{-1}
A	Effektive Fläche der Flammenfront	m^2
A	Fläche	m^2
A_T	Mittlere Fläche der turbulente Flammenfront	m^2
B	Binär-Wert	—
D	Durchmesser	m
F	Blendenzahl	—
H	Hub	m
H_U	Unterer Heizwert	J kg^{-1}
L	Spektrale Strahldichte	$\text{W m}^{-3} \text{sr}$
L_0	Charakteristische Länge	m
L_{\min}	Mindestluftbedarf	—
M	Molare Masse	kg mol^{-1}
M_0	Abbildungsmaßstab	—
N_Z	Anzahl der Zyklen	—
P	Leistung	W
P_{ij}	Reibspannungstensor	$\text{kg s}^{-2} \text{m}^{-1}$
Q	Wärme	J
R	Korrelationskoeffizient	—
R	Spezifische Gaskonstante	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
S_Φ	Arbiträrer Quellterm	spezifisch
S_{ij}	Deformationsgeschwindigkeitstensor	s^{-1}
T	Temperatur	K
U	Geschwindigkeitsvektor	m s^{-1}
U_0	Charakteristische Geschwindigkeit	m s^{-1}
V	Volumen	m^3
W	Arbeit	J
Y_k	Stoffmengenanteil der Spezies k	—
\mathbf{T}	Tumblezentrum	m
KL	Relative Rußkonzentration	—
Kleine lateinische Buchstaben		Einheit
\bar{c}	Mittlere Kolbengeschwindigkeit	m s^{-1}
\dot{m}	Massenstrom	kg s^{-1}

\dot{s}	Kolbengeschwindigkeit	m s^{-1}
\widehat{D}	Prüfgröße K-S-Test	—
\widehat{F}	Prüfgröße F-Test	—
\widehat{t}	Prüfgröße t-Test	—
b	Bildweite	m
c_0	Vakuum Lichtgeschwindigkeit	m s^{-1}
c_v	Wärmekapazität bei konstantem Volumen	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
f	Frequenz	s^{-1}
g	Gegenstandsweite	m
g	Gravitationsfeldstärke	m s^{-2}
h	Plancksches Wirkungsquantum	J s
I	Stromstärke	A
k	Spezifische kinetische Energie	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
k_B	Boltzmannsche Konstante	J K^{-1}
k_T	Turbulente kinetische Energie	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
l	Pleullänge	m
l_0	Integrales Längenmaß	m
l_L	Dicke laminare Flammenfront	m
m	Masse	kg
n	Drehzahl	s^{-1}
n	Polytrophenexponent	—
p	Druck	bar
p_{mi}	Indizierter Mitteldruck	bar
r	Kurbelwellenkröpfung	m
s	Kolbenposition	m
s	Schlupf	—
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
U	Spannung	V
u	Geschwindigkeit	m s^{-1}
u_i	Geschwindigkeit	m s^{-1}
v	Spezifische Volumen	$\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$
v_{ak}	Schallgeschwindigkeit	m s^{-1}
v_L	Laminare Flammengeschwindigkeit	m s^{-1}
v_T	Turbulente Flammengeschwindigkeit	m s^{-1}
x_i	Kartesische Koordinate	m
\mathbf{g}	Schwerpunkt des Zündfunken	m
\mathbf{p}	Metrische Bildkoordinate	m

Große griechische Buchstaben

Einheit

Δg	Schärfentiefe	m
Δt	Zeitspanne	s
$\Delta \Theta$	Winkelspanne	°
Γ	Diffusionskoeffizient	spezifisch

Γ	Wirbelkriterium	—
Λ	Gitterabstand	m
Ω	Raumwinkel	sr
Φ	Arbiträre Größe	spezifisch
Θ	Bragg-Winkel	°
Θ	Kurbelwinkel	°
Θ	Winkel	°

Kleine griechische Buchstaben

Einheit

α	Signifikanzniveau	—
δ_{ij}	Kronecka Delta	—
ϵ	Emissionskoeffizient	—
ϵ	Kompressionsverhältnis	—
ϵ_T	Turbulente Dissipationsrate	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
η_C	Carnot-Wirkungsgrad	—
κ	Isentropenexponent	—
λ	Luft Brennstoffverhältnis	—
λ	Wellenlänge Licht	nm
μ	Dynamische Viskosität	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
ν	Kinematische Viskosität	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ν_k''	Stöchiometrischer Koeffizient der Produkte	—
ν_k'	Stöchiometrischer Koeffizient der Edukte	—
ω	Winkelgeschwindigkeit	s^{-1}
ρ	Dichte	kg m^{-3}
σ	Standardabweichung	spezifisch
τ	Zeitspanne	s
τ_L	Reaktive Zeitskala	s
τ_T	Turbulente Zeitskala	s
ζ	Zerstreuungskreisdurchmesser	m

Tiefgestellte Indizes

k	Kolmogorov Skalen
ak	Akustische
aus	Auspuffseite
B	Brennstoff
BB	Blow-By
F	Fluid
G	Gemisch
H	Hub
inj	Einspritzung
K	Kompression
L	Luft
max	Maximal
min	Minimal

P	Partikel
p	Pause
S	Schwellwert
saug	Saugrohrseite
scan	Scanner
st	Stöchiometrisch
W	Wand
Z	Zündung
zyl	Zylinder

Hochgestellte Indizes

'	Turbulente Fluktuation
---	------------------------

Operatoren und Symbole

$\bar{\cdot}$	Phasengemittelt
$ \cdot $	Betrag
Cov	Kovarianzmatrix
cov	Kovarianz

Dimensionslose Kennzahlen

Da	Damköhler-Zahl
Ka	KarlovitZ-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
Re_T	Turbulente Reynolds-Zahl

Abkürzungen

H_0	Nullhypothese
A	Auslass
AGR	Abgasrückführung
AOD	Akustooptischer Deflektor
AS	Auslass schließt
ASB	Ansteuerbeginn Injektor
AÖ	Auslass öffnet
C1	Charakteristische Aufwärtsströmung über dem Kolben
C2	Charakteristische Strömung unterhalb des Brennraumdachs
E	Einlass
ES	Einlass schließt
EÖ	Einlass öffnet
FTM	Farb-Temperatur-Messgerät
Hxx	Umsatzpunkte der Verbrennung
K	Kamera
K-S	Kolmogoroff-Smirnoff
KW	Kurbelwinkel
KWnLOT	Kurbelwinkel nach Ladungswechsel-OT
KWnZOT	Kurbelwinkel nach Zünd-OT

L	Linse
L	Luft
LES	Large-Eddy-Simulation
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
OT	Oberer Totpunkt
PIV	Particle Image Velocimetry
PMI	Indizierter Mitteleddruck
RANS	Reynolds-Averaged-Navier-Stokes
S	Spiegel
Stereo-PIV	Stereoskopische-PIV
SWA	Strahl-Wand-Abstand
Tomo-PIV	Tomographische-PIV
TPA	Three Pressure Analysis
TS	Tumblesteller
UT	Unterer Totpunkt
z-18	Ventilebene (vorne)
z0	Mittelebene
z18	Ventilebene (hinten)
ZZP	Zündzeitpunkt

Kapitel 1

Einleitung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Untersuchungen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in einem Ottomotor mit Hilfe mehrdimensionaler Strömungsdiagnostik. Ziel ist es ein Verständnis der Wirkmechanismen der motorischen Prozesse zu generieren, wobei der Einfluss der dreidimensionalen Strömung auf die motorische Verbrennung im Fokus der Untersuchungen steht. In diesem Abschnitt wird zunächst die Zielsetzung der Arbeit motiviert. Es folgt eine Zusammenfassung des aktuellen Forschungsstands der einzelnen Teilaspekte der Arbeit, woraus eine Konkretisierung der Zielsetzung abgeleitet wird. Abschließend wird der weitere inhaltliche Aufbau im Einzelnen erörtert.

1.1 Motivation

Mit Beginn der industriellen Revolution im 18. Jahrhundert und der Weiterentwicklung der Dampfmaschine nach James Watt werden Wärmekraftmaschinen zur Wandlung chemisch gebundener Energie in mechanisch nutzbare Energie durch Verbrennung genutzt. Dabei ist die erste technische Umsetzung eines Verbrennungsmotors im Jahre 1876 durch Nicolaus A. Otto ein weiterer Meilenstein dieser Entwicklung. Dieser ermöglichte die rasante Verbreitung des Automobils zu Anfang des 20. Jahrhunderts, was mit einer grundlegenden Neuerung des Individualverkehrs und des Warentransports einher ging. Heute entfallen weltweit 35 % des primären Energieverbrauchs auf den Transportsektor [22] (Europa 33 % [46]). Dabei liegt in Europa der Beitrag der Straßenfahrzeuge zum Frachttransport bei 75 % und bei der Personenbeförderung sind es sogar 84 % [46].

Als Antriebsquelle für Personen- und Lastkraftwagen dienen zum jetzigen Zeitpunkt fast ausschließlich Verbrennungsmotoren. Im Jahr 2017 stehen diese allerdings im Zentrum der öffentlichen Diskussion. Verbindliche Regularien der Europäischen Kommission schreiben eine Reduktion der CO₂-Flottenemissionen der Hersteller auf 95 gCO₂/km bis 2020 und eine signifikante Verminderung der Schadstoffemissionen vor [44]. Darüber hinaus kündigt die Europäische Kommission weitere Maßnahmen an, um in Anlehnung an das Pariser Klimaabkommen¹ die verkehrsbedingten Treibhausgasemissionen bis 2050 um mindestens 60 % gegenüber dem Jahr 1990 zu reduzieren [45]. Das Strategiepapier sieht zum Erreichen dieser Ziele die Nutzung alternativer Energieträger vor. Um dies zu realisieren, rückt der Elektroantrieb als Alternative zum Verbrennungsmotor in den Fokus.

Aktuell liegt der weltweite Anteil an rein elektrisch betriebenen Automobilen bei nur

¹Das Übereinkommen von Paris ist ein Vereinbarung von 195 Mitgliedsstaaten der Vereinten Nationen zur Begrenzung der anthropogenen globalen Erwärmung auf deutlich unter 2°C gegenüber dem vorindustriellen Zeitalter [157]

0,2 % [21]. Prognosen für das Jahr 2030 zeigen eine große Streubreite und sagen einen Anteil an rein elektrischen Fahrzeugen von 6 % bis 20 % voraus [21]. Dabei wird allerdings von einer massiven staatlichen Förderung der Elektromobilität ausgegangen. Zudem zeigen Studien, dass die Klimaschutzziele nur mit einer äußerst zeitnahen Reduktion der CO₂-Emissionen zu erreichen sind [31]. Es ist daher anzuzweifeln, ob eine Fixierung auf den Elektroantrieb zielführend ist, da auch die infrastrukturellen Voraussetzung dafür nicht gegeben sind [39]. Daher sind technologieoffene Maßnahmen anzustreben, um alle Möglichkeiten zur Reduktion der Treibhausgasemissionen auszuschöpfen, die schließlich zu einer Eindämmung des anthropogenen Klimawandels führen.

Gerade der Verbrennungsmotor bietet enormes Potential, da die innermotorische Verbrennung für sämtlich Arten von flüssigen und gasförmigen Brennstoffen adaptiert werden kann [91]. Eine CO₂-neutrale Verbrennung kann durch die Verwendung von Kraftstoffen, die aus regenerativer Energien synthetisiert werden [174], erreicht werden. Zudem kann eine gezielte Steuerung der Kraftstoffzusammensetzung zu einer wesentlichen Reduzierung der Schadstoffemissionen beitragen. Unabhängig ob fossile oder synthetische Kraftstoffe verwendet werden, ist ein primäres Ziel der Motorentwicklung eine ressourcenschonende Verbrennung zu gewährleisten.

Im Kontext der Entwicklung des Ottomotors ist eine signifikante Steigerung der Effizienz durch Direkteinspritzung des Kraftstoffs in Kombination mit Magerbrennverfahren im Teillastbereich zu erreichen [132]. Dazu werden Kraftstoff und Luft direkt im Brennraum gemischt, wobei im Teillastbereich ein hoher Luftüberschuss vorliegt. Somit kann der Motor ohne Drosselverluste bei thermodynamisch vorteilhaften Bedingungen betrieben werden, was zu einer Verbrauchsreduzierung gegenüber dem herkömmlichen stöchiometrischen Betrieb von bis zu 24 % führt [129, 160]. Um im gesamten Teillastbereich die Magerverbrennung umzusetzen, wird im unteren Teillastbereich eine geschichtete Einspritzung appliziert [40]. Hierfür wird der Kraftstoff am Ende der Kompression zündnah injiziert, um durch eine inhomogene Kraftstoffverteilung ein entflammbares Gemisch im Bereich der Zündkerze zu realisieren, da ein homogenes Gemisch bei diesem enormen Luftüberschuss nicht brennbar wäre. Ab dem mittleren Teillastbereich wird der Kraftstoff saugsynchron injiziert, wodurch ein homogenes brennbares Gemisch mit einem globalen Luftüberschuss entsteht (Homogen-Magerbrennverfahren).

Magerbrennverfahren sind vergleichsweise anfällig für Verbrennungsinstabilitäten aufgrund der Gemischbildung im Schichtbetrieb bzw. der Brenndauer im Homogen-Magerbetrieb [11, 110]. Im Zusammenhang mit motorischen Instabilitäten sind die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der innermotorischen Prozesse ein entscheidender Faktor [99]. Unter Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen werden im motorischen Kontext Instabilitäten der Prozesse im stationären Betrieb bei konstanten Randbedingungen verstanden. Dazu zählen beispielsweise Schwankungen des innermotorischen Strömungsfelds, der Brenndauer oder der Einspritzung. Diese entstehen aufgrund der stochastischen Natur einiger Teilprozesse und sind daher nicht vorhersehbar [60]. In Grenzbereichen des Motorbetriebs können die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen zu Verbrennungsaussetzern oder verschleppten Verbrennungen führen, wodurch die Schadstoffemission drastisch erhöht wird. Solche Phänomene gilt es unter allen Umständen zu vermeiden, weshalb die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen den limitierende Faktor bei der Ausnutzung der Grenzpotenziale des Verbrennungsmotors darstellen [99]. Eine Erschließung dieser Grenzpotenziale erfordert daher ein tiefgreifendes Verständnis der Interaktionen und Wirkmechanismen der motorischen Teilprozesse, die zu den Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen führen.

1.2 Stand der Forschung

Schwerpunkt der Arbeit ist die experimentelle Analyse der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in einem Ottomotor bei überstöchiometrischer Verbrennung. Dieser Abschnitt gibt zunächst einen Überblick zum Forschungsstand der zu Grunde liegenden Prozesse. Anschließend werden Methoden zur Strömungs- und Verbrennungsdagnostik zusammengefasst.

Experimentelle Untersuchungen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen

Im Kontext der ottomotorischen Magerverbrennung wurde eine Reihe von Arbeiten zur Analyse geschichteten Brennverfahren durchgeführt. Die Übersichtsstudie von Fansler et al. [51] fasst Untersuchungen zu Verbrennungsinstabilitäten im Schichtbetrieb zusammen. Dabei werden numerische und experimentelle Untersuchungen zu Teilprozessen wie innermotorischer Strömung, Einspritzung und Flammenpropagation in Zusammenhang gesetzt.

Eine Kurbelwinkel-aufgelöste experimentelle Analyse des Strömungsfelds im Schichtbetrieb wurde erstmals von Fajardo und Sick [48] durchgeführt. Die Studie zeigt eine intensive Beschleunigung der Strömung nahe der Zündkerze durch die Schichteispritzung, was zu einer Beeinträchtigung des Zündfunken und einer Störung der Entwicklung des Flammenkerns führt, woraus am Ende Verbrennungsinstabilitäten resultieren. An diese Arbeit knüpfen die Untersuchungen von Peterson et al. [110, 111] an, in denen durch zusätzliche Bestimmung der Verteilung des Äquivalenzverhältnisses die Ursachen für Fehlzündungen analysiert werden. Diese zeigen, dass die strahlinduzierten Scherströmungen in einigen Zyklen zu lokalen Abmagerungen nahe der Zündkerze führen, wodurch die Ausbreitung der Flammenfront gestört und damit die Verbrennung unterbrochen wird. Stiehl et al. [143, 144] vertiefen die Analysen der Interaktion zwischen den Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen des Einspritzstrahls im Schichtbetrieb und denen der innermotorischen Strömung. Dabei wird ebenfalls eine beschleunigende Wirkung des Einspritzstrahls nachgewiesen, deren Fluktuationen insbesondere von der großskaligen kohärenten Strömungsstruktur vor der Einspritzung abhängen. Darüber hinaus gibt es nach Stiehl [142] deutliche Anzeichen für dreidimensionale Strömungseffekte, die diese Wechselwirkungen initial verursachen. Durch die Studien der Arbeitsgruppe Sjöberg [136, 177–181] wird bestätigt, dass Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Verbrennung primär auf die innermotorische Strömung zurückzuführen sind.

Im Homogen-Magerbetrieb wurden die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen des Flammenkerns und des Strömungsfelds simultan von Buschbeck et al. [33] analysiert. Diese zeigten einen konvektiven Transport des Flammenkerns aufgrund makroskopischer Strömungseffekte.

Folgende Arbeiten beschäftigen sich mit der dreidimensionalen Struktur und den Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der innermotorischen Strömung im geschleppten Motorbetrieb. Voisine et al. [162] rekonstruieren anhand der mittleren Strömung in mehreren Ebenen des Motors die dreidimensionale Bildung des Tumbles. Die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen werden dabei anhand der Fluktuationen der kinetischen Energie in den jeweiligen Ebenen bestimmt. Auf Basis der instantanen dreidimensionalen Strömung wurde eine detaillierte Charakterisierung und Differenzierung von Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Strömung und turbulenten Fluktuationen von Zentgraf et al. [182] durchgeführt. Hierfür wurde der Strömungstensor in einem begrenzten Volumen innerhalb des Motor analysiert.

Numerische Untersuchungen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen

Neben den experimentellen Methoden werden auch numerische Ansätze durch Verwendung sogenannter Large Eddy Simulationen (LES) verfolgt, um Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der dreidimensionalen Strömung und der Verbrennung im Motor zu untersuchen. Bei der LES werden die Schwankungen der makroskopischen Strömungsstrukturen im gesamten Brennraum aufgelöst. In einer Übersichtstudie beschreibt Hasse [59] Strategien zur Übertragung der LES auf den Motor, mit dem Zweck die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen zu analysieren. Derartige Untersuchungen wurden von Nicollet et al. [98] durchgeführt, wobei die LES mit äquivalenten experimentellen Untersuchungen gekoppelt wurde, um Synergieeffekte zu nutzen. Ein ähnlicher Ansatz wird im *Darmstadt Engine Workshop* der Arbeitsgruppe um Böhm und Dreizler verfolgt. Wie in Baum et al. [15] und Baumann et al. [17] beschrieben, wird dabei die LES auf Grundlage umfassender experimenteller Daten eines charakterisierten Forschungsmotors validiert. Im Gegenzug kann die LES genutzt werden, um Prozesse zu erfassen, die mit diagnostischen Methoden nicht erreichbar sind. In diesem Forschungsrahmen entstanden unter anderem die Arbeiten von Buhl et al. [30] und Janas et al. [65] zur Analyse der Entstehung des dreidimensionalen Tumbles. Darüber hinaus wurden LES zum Thema Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen von Vermorel et al. [161], Enaux et al. [43] und Granet et al. [58] durchgeführt. In Truffin et al. [156] wurde durch lineare Regression ein Zusammenhang zwischen den Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen verschiedener Strömungs- und Verbrennungsparameter und dem indizierten Mitteldruck hergestellt.

Zusammenfassend lassen die experimentellen und numerischen Studien den Schluss zu, dass die innermotorische Strömung eine entscheidende Ursache für die Entstehung der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen ist. Zudem gibt es einige Indizien für dreidimensionale Effekte, die die Fluktuationen der Strömung initial verursachen. Im folgenden Abschnitt werden Methoden zur diagnostischen Erfassung von Strömungen vorgestellt.

Strömungsdiagnostik

Nach Kohse-Höinghaus et al. [72] eignen sich insbesondere laseroptische Methoden für diagnostische Analysen in Verbrennungsprozessen, da sie minimal-invasiv und in einer hoch reaktiven Umgebung anwendbar sind. Bei Adaption in einem Verbrennungsmotor werden dafür optische Zugänge benötigt, die erstmals 1936 von Withrow und Rassweiler [173] realisiert wurden, indem bestimmte Komponenten des Motors durch äquivalente Bauteile aus Quarzglas ersetzt wurden. Seitdem wurden derartige Forschungsmotoren stetig weiterentwickelt und für detailliertere Untersuchungen der innermotorischen Prozesse verwendet.

Zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit wurde Anfang der 1980er-Jahre die Particle Image Velocimetry (PIV) durch Pickering und Halliwell [113] bzw. Adrian [2] etabliert. PIV ist ein bildgebendes laseroptisches Verfahren zur zweidimensionalen Messung zweier Komponenten des Geschwindigkeitsvektors. Erstmals wurde die PIV Ende der 1980er-Jahre von Reuss et al. [119] im Verbrennungsmotor angewandt. Durch den technologischen Fortschritt in der digitalen Bildverarbeitung und der Laserentwicklung sind mittlerweile Aufnahmezeiten der PIV im kHz-Bereich möglich [4] (HS-PIV), womit eine zeitliche Auflösung des innermotorischen Strömungsfelds realisierbar ist. Ab Mitte der Nullerjahre wurde dies beispielsweise durch Towers et al. [154], Fajardo et al. [48] und Müller et al. [96] umgesetzt.

Böhm et al. [24] schlagen für die Verbrennungsdiagnostik eine Kombination der laser-

optischen Hochgeschwindigkeitsmesstechniken PIV und Laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) vor, um durch die Messung multipler Parameter die Wirkmechanismen zwischen den Teilprozessen der Verbrennung zu erfassen. Peterson et al. [107, 108] setzen dies durch simultane zeitaufgelöste Messungen des Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldes um. In [106] nutzen sie PIV und LIF zur volumetrischen Messung der Strömung und frühen Flammenpropagation. Eine Übersicht zu diagnostischen Methoden, die im Motor kombiniert werden könnten, wird von Sick et al. [135] gegeben.

Durch geeignete Methoden ist es möglich, die PIV um die dritte Raumdimension zu erweitern. Eine Übersicht dieser Geschwindigkeitsmessmethoden ist in Kitzhofer et al. [70] zu finden. Dannemann et al. [37] und Voisine et al. [162] nutzen HS-PIV, um durch sequentielle Messungen in mehreren Ebenen des Motors aus den gemittelten Strömungsverläufen den dreidimensionalen Charakter der Strömung zu rekonstruieren. Bucker et al. [29] verwenden stereoskopisches PIV im Motor, um das Strömungsfeld in mehreren Ebenen bei ausgewählten Kurbelwinkeln zu messen. Die Methode erlaubt ebenfalls nur eine Rekonstruktion der großskaligen dreidimensionalen Strömung durch Mittelwerte. Allerdings wird bei stereoskopischer PIV durch zwei Kamerasysteme die dritten Geschwindigkeitskomponente des Strömungsfelds gemessen [117, 125]. Die Weiterentwicklung dieses Ansatzes ist die tomographische (Tomo-)PIV nach Elsinga et al. [42], bei der mit Hilfe von Rekonstruktionsalgorithmen der komplette instantane Geschwindigkeitstensor innerhalb eines beleuchteten Volumens erfasst wird. Tomo-PIV wird von Baum et al. [14, 109] in einem begrenzten Volumen um die Mittelebene des Motors eingesetzt. Eine Alternative dazu ist die holographische PIV, die von van Overbrüggen et al. [159] im Motor umgesetzt wurde. Chen et al. [35] nutzen eine plenoptische Kamera in Verbindung mit Partikel Tracking Velocimetry (PTV), um die innermotorische Strömung volumetrisch zu messen.

Wird die beleuchtete Ebene oder das beleuchtete Volumen zeitaufgelöst im Messvolumen verschoben, spricht man von Scanning-PIV. Bechtold et al. [19] geben eine Übersicht zu möglichen Laser-Scanning-Methoden. Brucker [27] verwendet eine rotierende Spiegeltrommel, um Scanning-PIV in einer stationär durchströmten Motorgeometrie durchzuführen, wobei Scanfrequenzen von ca. 1 kHz möglich sind. Diese Methode ist mit Tomo-PIV kombinierbar, wie Ponitz et al. [115] in einem Demonstrationsexperiment zeigen. Höhere Repetitionsraten (~ 10 kHz) realisieren Weinkauff et al. [165] mit Hilfe eines rotierenden Polygonspiegels. Li et al. [79] verwenden schließlich einen Akustooptischen Deflektor (AOD), um HS-PIV Messungen in einer abgehobenen Jet-Flamme durchzuführen. Mit einem AOD sind reproduzierbare Scanfrequenzen von bis zu 100 kHz möglich [123].

Der Überblick zeigt, dass mit den volumetrischen Methoden wie Tomo-PIV eine Messung der dreidimensionalen Strömung möglich ist. Allerdings sind diese auf ein vergleichsweise kleines Volumen begrenzt, weshalb sie sich nur bedingt zur Auflösung der großskaligen Strukturen eignen. Mit der Verwendung mehrerer Ebenen kann die dreidimensionale Strömung auf Basis der Mittelwerte rekonstruiert werden. Durch Kombination mit Scanning-PIV wäre dies auch für das instantane Strömungsfeld möglich. Dabei muss die Scanfrequenz ausreichend hoch sein, um bei anwendungsrelevanten Motorordrehzahlen die zeitliche Entwicklung der Strömung in allen Ebenen hinreichend aufzulösen. Hier zeigt die Verwendung eines AOD-Scanners nach dem Ansatz von Li et al. [79] aufgrund der hohen reproduzierbaren Scanfrequenz großes Potential. Daher wird der Ansatz in dieser Arbeit weiter verfolgt, um erstmalig zeitaufgelöste Scanning-PIV im Motor durchzuführen.

1.3 Zielsetzung

Ziel der Arbeit ist ein erweitertes Verständnis der Ursachen für Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen eines Ottomotors im Magerbetrieb. Dazu erfolgt eine systematische Quantifizierung der Teilprozesse der innermotorischen Verbrennung, deren Wechselwirkungen durch Korrelationsanalysen identifiziert werden. Damit können jene Wirkmechanismen herausgearbeitet werden, die maßgeblich zur Entstehung der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen beitragen.

Im Fokus der Untersuchungen steht der dreidimensionale Charakter der innermotorischen Strömung, die mittels laserbasierter Diagnostikmethoden im Brennraum vermessen wird. Hierfür wird die AOD-Scanning-PIV-Methode gewählt, um erstmalig die instantanen großskaligen kohärenten Strukturen zeitlich und räumlich im Motor aufzulösen. Daneben werden der Einspritzstrahl, die Zündung, der Heizverlauf und die Rußhohemission messtechnisch erfasst. Als Versuchsträger dient ein optisch zugänglicher Einzylindermotor, dessen Geometrie von einem aktuellen Vollmotor abgeleitet wird. Dadurch sind die Ergebnisse der Arbeit in bestimmten Aspekten auf den motorischen Entwicklungsprozess übertragbar.

Zunächst wird die AOD-Scanning-PIV anhand etablierter PIV-Methoden im Motor validiert. Nach erfolgreicher Validierung werden Experimenten an dem optisch zugänglichen Motor durchgeführt, um eine umfassende Datenbasis für die Untersuchungen zu schaffen. Dabei werden gezielt die Einlasssteuerzeiten und der Einlasskanalquerschnitt variiert, damit die Strömungen bei unterschiedlichen Einlassrandbedingungen verglichen werden können. Außerdem werden mit dem Schichtbrennverfahren und dem Homogen-Magerbrennverfahren zwei grundlegend verschiedene Verbrennungsprozesse betrachtet. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden Auswerte-Prozeduren entwickelt, um die großen Datenmengen effizient zu analysieren. Diese basieren auf der Anwendung statistischer Methoden unter Einbezug des gesamten gemessenen Parameterraums. Auf dieser Grundlage können statistische signifikante Wechselwirkungen der Prozesse abgeleitet werden. Die zeitliche Auflösung der Prozesse ermöglicht dabei eine Wirkkettenanalyse von der Verbrennung bis zurück zur Einlassphase unter Berücksichtigung der instantanen quasi-dreidimensionalen Strömung. Damit können die initialen Ursachen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen untersucht werden.

1.4 Struktur der Arbeit

Diese Arbeit ist in neun Kapitel unterteilt. Auf die Einleitung folgen im zweiten Kapitel die theoretischen Grundlagen der untersuchten Prozesse. Hier werden der Verbrennungsmotor nach dem Otto-Prinzip sowie die turbulente Strömung und Verbrennung beschrieben. In Kapitel drei werden Grundlagen der angewandten optischen Messtechnik mit dem Schwerpunkt Strömungsdiagnostik erörtert. Im Speziellen werden die Particle Image Velocimetry (PIV) und das Laser-Scanning mit Hilfe des Akustooptischen Deflektors (AOD) vorgestellt. In Kapitel vier folgt die Umsetzung der Messmethoden in Form des experimentellen Aufbaus. Zudem werden Details des Prüfstandes des optisch zugänglichen Ottomotors vorgestellt. Das Kapitel schließt mit einer Beschreibung der Versuchsdurchführung und der variierten motorischen Parameter. Das fünfte Kapitel zeigt die Methoden der Datenauswertung. Zunächst wird das Vorgehen zur Parametrisierung der gemessenen Teilprozesse erörtert. Darauf aufbauend werden statistische Methoden vorgestellt, um die definierten Parameter miteinander zu korrelieren, woraus signifikante Wirkmechanismen des motorischen Prozesses abgeleitet werden. In Kapitel sechs erfolgt eine Validierung der

Scanning-PIV-Methode anhand etablierter PIV-Methoden. Dabei werden die Strömungsfelder auf einer statistisch belastbaren Grundlage verglichen. Das siebte Kapitel beinhaltet die Untersuchungen der motorische Prozesse im Schichtbetrieb. Es werden Strömungsfelder bei unterschiedlichen Einlassparametern verglichen und daraus Systematiken zur Strömungs-Verbrennungs-Interaktion herausgearbeitet. Zudem wird aus der sukzessiven Korrelation der untersuchten Teilaspekte eine Wirkkette des innermotorischen Prozesses erarbeitet. In Kapitel acht werden äquivalente Studien zu dem Homogen-Magerbetrieb gezeigt. Neben der Darstellung der Unterschiede gegenüber dem Schichtbetrieb, werden die Strömungseinflüsse auf die Zündung und den Brennverlauf untersucht. Abschließend wird die Arbeit in Kapitel neun zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige Forschungsschwerpunkte gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen, welche für ein Verständnis der in dieser Arbeit untersuchten Prozesse notwendig sind, zusammengefasst und erläutert. Ausgehend von den technischen Grundlagen des Verbrennungsmotors umfasst das Kapitel eine theoretische Beschreibung der turbulenten Strömung und der Verbrennung. Abschließend wird die Umsetzung von Magerbrennverfahren im Ottomotor vorgestellt. Auf weiterführende Literatur wird an geeigneter Stelle verwiesen.

2.1 Verbrennungsmotor

Der Verbrennungsmotor ist eine Wärmekraftmaschine, in der die im Brennstoff gebundene chemische Energie zunächst in Wärme und anschließend in mechanische Arbeit gewandelt wird. Hierbei handelt es sich um einen Hubkolbenmotor, der durch zyklische Verbrennung innerhalb eines volumenveränderlichen Raums potentielle Energie (Druck) in eine translatorische Bewegung des Kolbens wandelt. Diese wird durch das Triebwerk in eine rotatorische Bewegung der Kurbelwelle überführt. Primär wird diese in Automobilen zur Personenbeförderung oder dem Warentransport genutzt, findet aber auch Anwendung zur Erzeugung elektrischer Energie. Die Entwicklung des fremdgezündeten Verbrennungsmotors (Ottomotor) ist auf das Jahr 1876 durch Nicolaus August Otto zurückzuführen. Daneben hat sich der selbstzündende Verbrennungsmotor (Dieselmotor), basierend auf den Arbeiten von Rudolf Diesel aus dem Jahr 1893, etabliert.

Gegenstand der Untersuchungen dieser Arbeit ist ein Ottomotor, dessen Grundlagen hier zusammengefasst werden. Die Angaben basieren auf Merker und Teichmann [91], Heywood [60] und Arcoumanis [10]. Für ausführliche Informationen bezüglich des Verbrennungsmotors sei auf diese Werke verwiesen.

2.1.1 Der 4-Takt Ottomotor

Grundsätzlich können Verbrennungsmotoren anhand der Länge eines Zyklus in zwei Kategorien unterteilt werden: 2-Takt Motoren (eine Umdrehung je Zyklus) und 4-Takt Motoren (zwei Umdrehungen je Zyklus). In dieser Arbeit wurde ein 4-Takt Motor untersucht, weshalb sich die Grundlagen auf die Erörterung dieser Motorbauart beschränken.

In Abbildung 2.1 ist der prinzipielle Ablauf eines 4-Takt Zyklus skizziert. Der Zylinderinnendruck ist für den geschleppten² und gefeuerten Motorbetrieb über den Grad Kurbelwinkel ($^{\circ}\text{KW}$) aufgetragen. Der $^{\circ}\text{KW}$ mit dem Formelzeichen Θ ist eine geometrische

²Im geschleppten Betrieb wird der Motor extern durch einen Elektromotor angetrieben, der die Energie für die Kompression aufbringt. Es findet keine Verbrennung statt.

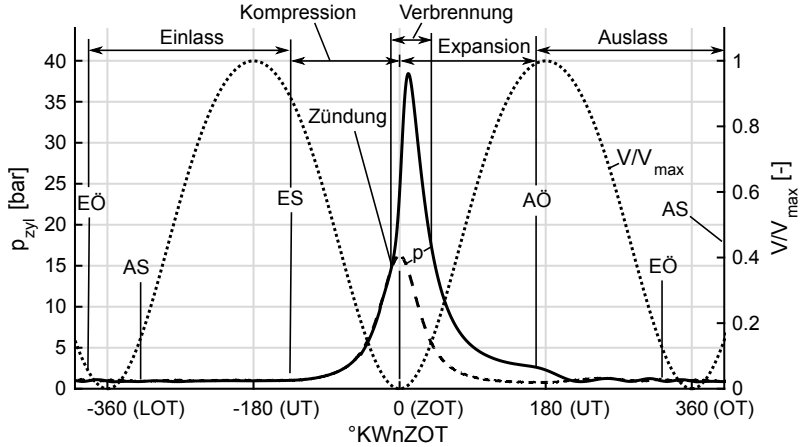


Abbildung 2.1: Ablauf des 4-Takt Zyklus eines Ottomotors. Der Zylinderinnendruck p_{zyl} für den geschleppten (---) und gefeuerten (—) Motorbetrieb sowie das Zylindervolumen V/V_{max} sind über den Kurbelwinkel aufgetragen. EÖ: Einlass öffnet, ES: Einlass schließt, AÖ: Auslass öffnet, AS: Auslass schließt, LOT: Ladungswechsel Oberer Totpunkt, UT: Unterer Totpunkt, ZOT: Zündung Oberer Totpunkt, nach [60].

Zeiteinheit und beschreibt die Drehlage der Kurbelwelle. Viele motorische Prozesse wie das Öffnen und Schließen der Einlassventile (EÖ und ES) sind an die Drehlage gebunden, wodurch sich der °KW als Zeiteinheit im Motor etabliert hat. Für eine eindeutige Definition, wird hier die Zeit in °KW nach dem oberen Totpunkt des Ladungswechsels (°KWnLOT) bzw. nach dem oberen Totpunkt der Kompression und Zündung (°KWnZOT) angegeben. Die vier Takte eines Motorzyklus lassen sich wie folgt beschreiben.

- I **Einlasstakt:** Der Einlasstakt beginnt mit Öffnung der Einlassventile. Dadurch strömt während der Abwärtsbewegung des Kolbens Frischgas mit hoher Geschwindigkeit in den Brennraum und durchmischt sich mit dem übrigen Abgas des vorherigen Zyklus (interne Abgasrückführung, AGR).
- II **Kompressionstakt:** Mit Schließen der Einlassventile beginnt der Kompressionstakt. Das Gasgemisch im Brennraum wird durch die Aufwärtsbewegung des Kolbens komprimiert, wodurch Druck und Temperatur steigen. Am Ende der Kompression wird das Gemisch gezündet und die Verbrennung eingeleitet. Der Brennbeginn wird in Abbildung 2.1 beim Vergleich des geschleppten und gefeuerten Betriebs anhand des signifikanten Druckerhöhungs deutlich. Die Verbrennung dauert je nach Betriebsart 40 °KW bis 60 °KW und reicht bis in die Expansion.
- III **Expansionstakt** Im Expansionstakt wird die potentielle Energie durch den Druckanstieg über den Kolben an die Kurbelwelle übertragen.
- IV **Auslasstakt** Mit Öffnen der Auslassventile wird das Abgas durch den Überdruck im Zylinder und der Aufwärtsbewegung des Kolbens aus dem Brennraum geschoben.

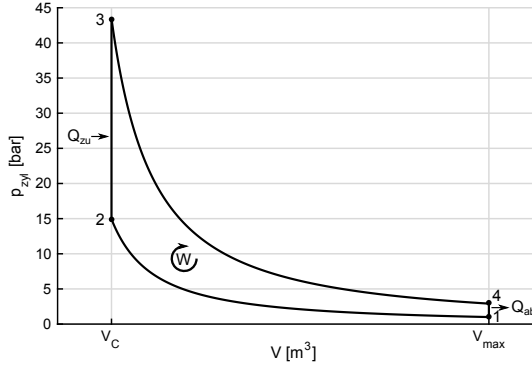


Abbildung 2.3: Darstellung des Gleichraumprozesses im p-V Diagramm, nach [91].

2.1.3 Thermodynamik des Ottomotors

Für ein grundsätzliches Verständnis der thermodynamischen Prozesse im Ottomotor, dient die Darstellung des idealisierten Vergleichsprozesses in Abbildung 2.3. Der Gleichraumprozess ist ein geschlossener Kreisprozess und wird in vier Phasen unterteilt:

- 1 → 2 Isentrope Kompression der Umgebungsluft (1)
- 2 → 3 Isochore Wärmezufuhr im OT ($V=V_K$)
- 3 → 4 Isentrope Expansion auf Umgebungsdruck
- 4 → 1 Isochore Wärmeabfuhr im UT ($V=V_{\max}$) an die Umgebung

Im realen Motor ist eine Wärmezufuhr bei konstantem Volumen nicht umsetzbar, da dies aufgrund der kontinuierlichen Kolbenbewegung eine infinitesimale Wärmefreisetzung durch die Verbrennung erfordern würde. Mit dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik wird die Energie bilanziert, um die am Kolben verrichtete Arbeit pro Zyklus zu berechnen:

$$W = Q_{zu} - Q_{ab} = \oint p dV. \quad (2.5)$$

Die verrichtete Arbeit wird auch als Volumenänderungsarbeit bezeichnet und geht direkt aus der eingeschlossenen Fläche des p-V-Diagramms in Abbildung 2.3 hervor. Die zugeführte Wärme Q_{zu} wird aus der bereitgestellten Brennstoffmasse m_B und deren unteren Heizwert H_U bestimmt:

$$Q_{zu} = m_B H_U \quad (2.6)$$

Der reale Ottoprozess ist ein offenes System, wodurch sich die abgeführte Wärme aus der Bilanzierung der inneren Energie des Abgases und der inneren Energie der angesaugten Frischluft m_L (unter Vernachlässigung von internen-AGR) bestimmen lässt

$$Q_{ab} = (m_L + m_B) c_v T_{Abgas} - (m_L) c_v T_L + Q_W. \quad (2.7)$$

Dabei ist c_v die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen. Q_W sind die akkumulierten Wärmeverluste, die primär auf Wärmetransfer zu den Brennraumwänden zurückzuführen sind.

Gleichung 2.6 setzt eine vollständige Oxidierung der Brennstoffmasse voraus, woraus der stöchiometrische Mindestluftbedarf abgeleitet wird. Dieser ist das Verhältnis der stöchiometrische Luftmasse zur Brennstoffmasse:

$$L_{\min} = \frac{m_{L,\text{st}}}{m_B} \quad (2.8)$$

Damit wird das Luft-Brennstoff-Verhältnis λ folgendermaßen berechnet

$$\lambda = \frac{m_L}{m_B L_{\min}}. \quad (2.9)$$

Für Werte von $\lambda > 1$ liegt ein Luftüberschuss vor und das Gemisch wird als *mager* bezeichnet. Analog werden Gemische mit $\lambda < 1$ als *fett* bezeichnet.

In erster Näherung werden die Stoffe als ideale Gase betrachtet, wofür die thermische Zustandsgleichung

$$pv = RT \text{ mit } R = \frac{\Re}{M_G} \quad (2.10)$$

gilt. R ist die spezifische Gaskonstante und wird mit der allgemeinen Gaskonstanten \Re über die molare Masse des Gasgemischs M_G bestimmt und v ist das spezifische Volumen. Die Zustandsänderungen idealer Gase werden mit Hilfe der polytropen Beziehung und dem Polytropenexponenten n berechnet, wobei der Index 0 den Zustand zu Beginn der Änderung definiert.

$$\frac{p_0}{p} = \left(\frac{v}{v_0} \right)^n = \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{n}{n-1}} \quad (2.11)$$

Ein Sonderfall der polytropen Zustandsänderung ist die isentrope Zustandsänderung, die verlustfrei erfolgt. In diesem Fall ist $n = \kappa$, wobei für den Isentropenexponenten bei zweiatomigen Molekülen (N_2 , O_2) $\kappa = 1,4$ gilt. Mit Gleichung 2.11 wird der Verlauf der Expansion und Kompression im Motor näherungsweise bestimmt (vgl. Abbildung 2.3).

Aus den obigen Gleichungen kann der ideale Wirkungsgrad eines Ottomotors abgeleitet werden:

$$\eta_c = 1 - \left(\frac{1}{\epsilon} \right)^{\kappa-1} \quad (2.12)$$

Der ideale Wirkungsgrad wird oft auch als *Carnot-Wirkungsgrad* bezeichnet und ist im Ottomotor alleine vom Verdichtungsverhältnis und Isentropenexponenten abhängig. Dadurch können die Potentiale eines Motors aus der Geometrie und der Betriebsstrategie bestimmt werden.

Mit den aufgeführten Zusammenhängen lassen sich trotz vereinfachender Annahmen zahlreiche Abschätzungen über die motorischen Prozesse treffen. In Kapitel 5.2.3 wird deren Anwendung auf das Experiment vorgestellt.

2.2 Strömungsmechanik

Motorische Prozesse werden signifikant durch turbulente Strömungen im Motor beeinflusst. Dieser Abschnitt gibt eine Einführung in die theoretische Beschreibung der turbulenten Strömung. Für die betrachtete innermotorische Strömung gilt die Kontinuumsmechanik, nach der die mittlere freie Weglänge zwischen den Molekülen klein gegenüber den kleinsten auftretenden Strömungsskalen ist. Somit kann die Strömung als kontinuierliche Phase betrachtet werden, deren spezifische Größen (Druck, Temperatur

etc.) durch stetige Funktionen der Zeit und des Ortes beschreibbar sind. Der folgende Abschnitt basiert auf den Lehrbüchern von Pope [116], Anderson [9] und Spurk [138], auf die für weitere Informationen verwiesen wird.

Im Allgemeinen werden Strömungsprozesse mathematisch durch Erhaltungsgleichungen beschrieben, wobei Folgendes gilt:

- Erhaltung der Masse
- Erhaltung des Impuls
- Erhaltung der Energie
- Erhaltung der Komponenten

Innerhalb eines Kontrollvolumen können diese Größen weder erschaffen noch vernichtet werden. Durch Bilanzierung dieser vier Größen können reagierende Strömungen vollständig beschrieben werden. Dabei gilt für die Erhaltungsgleichung mit der arbiträren Größe Φ die allgemeine Struktur:

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t}}_I + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \Phi)}_{II} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right)}_{III} + \underbrace{S_\Phi(\Phi)}_{IV}. \quad (2.13)$$

Die zeitliche Ableitung wird mit $\partial/\partial t$ und die räumliche Ableitung mit $\partial/\partial x_i$ beschrieben, wobei der Index die räumliche Richtung angibt. Die vier Komponenten der Gleichung 2.13 repräsentieren die folgenden physikalischen Phänomene:

- I Die zeitliche Änderung der Größe Φ
- II Die Änderung von Φ aufgrund des konvektiven Transports von Φ durch die Geschwindigkeitskomponenten u_i
- III Der diffusive Transport von Φ mit dem Diffusionskoeffizienten Γ
- IV Die Produktion oder Vernichtung von Φ beschrieben durch den Quellterm $S_\Phi(\Phi)$

In diesem Abschnitt werden die Erhaltungsgleichungen der Masse und des Transports explizit vorgestellt. Mit diesen lassen sich bereits isotherme nicht reagierende Strömungen vollständig beschreiben. Für die Bilanzgleichungen der Energie und der Komponenten sei auf die genannten Quellen verwiesen [9, 116, 138].

Massenerhaltung Die Bilanzgleichung zur Erhaltung der Masse ist auch als Kontinuitätsgleichung bekannt. Diese besagt, dass die zeitliche Änderung der Dichte ρ innerhalb eines Kontrollvolumens durch den konvektiven Massetransport der Geschwindigkeitskomponenten über die Grenzen des Volumens aufgehoben wird. Dies führt in differenzieller Schreibweise zu:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0. \quad (2.14)$$

Impulserhaltung Nach dem zweiten *Newton'schen Axiom* ist die zeitliche Änderung des Impulses eines Körpers innerhalb eines Inertialsystems gleich der Summe aller auf den Körper wirkenden Kräfte:

$$\frac{\partial}{\partial t}(u_i \rho) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} P_{ji} - \frac{\partial}{\partial x_i} p + \rho g_i. \quad (2.15)$$

Die letzten beiden Terme beschreiben die Druckkräfte bzw. die Volumenkräfte. In der Regel beinhalten die Volumenkräfte die Gravitationskraft durch die Gravitationsfeldstärke g_i . Für den Reibspannungstensor ergibt sich für ein Newton'sches Fluid:

$$P_{ji} = \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}. \quad (2.16)$$

Im Falle der Impulserhaltung ist der Transportkoeffizient des diffusiven Transports die dynamische Viskosität μ . Das Kronecka-Delta δ_{ij} wird für $i = j$ zu 1 und ist ansonsten 0.

Zusammen mit den Bilanzgleichungen der Energie und der Komponenten sowie einer Zustandsgleichung für Gase (z.B. für ideale Gase, Gleichung 2.10) erhält man eine geschlossene mathematische Beschreibung reaktiver Strömungen. Allerdings existieren analytische Lösungen nur für Sonderfälle. Daher werden numerische Näherungsverfahren für die Lösung komplexer Strömungsphänomene verwendet.

2.2.1 Turbulenz

Signifikante Variationen der Strömung in Raum und Zeit sind ein essentielles Merkmal aller turbulenten Strömungen. Die Variationen zeichnen sich durch Wirbelstrukturen unterschiedlicher Längen- und Zeitskalen aus. Diese sind in ihrem Auftreten unregelmäßig und chaotisch. Frühe systematische Untersuchungen turbulenter Strömungen sind auf das Jahr 1883 durch Osborne Reynolds [121] zurückzuführen. Aus diesen Untersuchungen einer Kanalströmung ging die *Reynolds-Zahl* als dimensionslose Kennzahl zur Charakterisierung turbulenter Strömungen hervor:

$$Re = \frac{U_0 L_0}{\nu} = \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Zähigkeitskräfte}}. \quad (2.17)$$

Sie bildet das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Zähigkeitskräften. Dabei werden Erstere durch das Produkt einer charakteristischen Geschwindigkeit U_0 und einer charakteristischen Länge L_0 beschrieben und Letztere durch die kinematische Viskosität ν . In einer Kanalströmung ist beispielsweise bei $Re < 2300$ die Strömung laminar. Die Zähigkeitskräfte überwiegen, wodurch Strömungsfluktuationen gedämpft werden und parallele Stromlinien vorliegen. Oberhalb dieser kritischen Grenze überwiegen die Trägheitskräfte, was zur Bildung stochastischer Wirbelstrukturen und schließlich zu einer turbulenten Strömung führt. Aufgrund der Beschleunigung von Mischungs- und Transportprozessen finden turbulente Strömungen in zahlreich technischen Prozessen Anwendung, z.B. bei Verbrennungsmotoren.

In Abbildung 2.4 ist der axiale Geschwindigkeitsverlauf eines turbulenten Freistrahls gezeigt. Die turbulenten Fluktuationen treten deutlich hervor, wobei keine Periodizität festzustellen ist. Allerdings schwankt die Geschwindigkeit um einen konstanten Mittelwert und ist somit im statistischen Sinne stabil. Aufgrund dieser Eigenschaften hat sich für eine statistische Beschreibung turbulenter Prozesse eine Zerlegung der untersuchten Größen in den Mittelwert $\bar{\Phi}(x)$ und die Fluktuation $\Phi'(t, x)$ etabliert:

$$\Phi(t, x) = \bar{\Phi}(x) + \Phi'(t, x). \quad (2.18)$$

Der Mittelwert wird dabei durch zeitliche Mittelung von $\Phi(x)$ über einen hinreichend langen Zeitraum, zur Gewährleistung statistischer Unabhängigkeit berechnet. Bei inermotorischen Strömungen liegt keine statistisch stationäre Strömung vor, wodurch

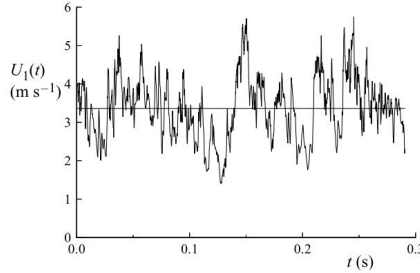


Abbildung 2.4: Axialer Geschwindigkeitsverlauf in einem turbulenten Freistrah über der Zeit. Die durchgezogene Linie zeigt den zeitlichen Mittelwert der Geschwindigkeit, aus [116].

ein phasenfester Ensemblemittelwert über die motorischen Zyklen gebildet wird (vgl. Kapitel 5.1.1, Gleichung 5.3). Zudem ist bei motorischen Strömungen der Übergang zwischen turbulenten Fluktuationen und Fluktuationen der großskaligen kohärenten Strömungsstrukturen (Zyklus-zu-Zyklus-Variationen) fließend, wodurch eine eindeutige Beschreibung der Turbulenz im Motor nach wie vor Gegenstand aktueller Forschung ist [182].

Ein weiteres Merkmal turbulenter Strömung ist die Dissipation kinetischer Energie. Dieser Prozess wird durch die Darstellung der Energiekaskade nach Richardson [122] in Abbildung 2.5 illustriert.

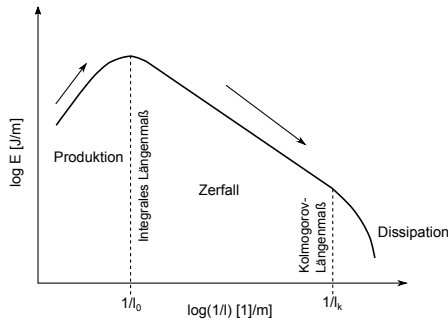


Abbildung 2.5: Energiekaskade bei voll ausgebildeter Turbulenter Strömung, nach [116].

Die Energiekaskade beruht auf der Vorstellung, dass durch Instabilität zunächst große Wirbelstrukturen mit dem integralen Längenmaß l_0 produziert werden. Im Bereich zwischen l_0 und l_k werden keine neuen Wirbel produziert, sondern es kommt zu einem Zerfall der bestehenden Strukturen in immer kleinere Wirbel. Dabei skaliert der Energiegehalt der Strukturen mit deren Länge, wodurch der Verlauf der Energiekaskade während des Zerfalls linear ist. Erst wenn die Wirbel zu den kleinsten Längenskalen, den sogenannten Kolmogorov-Längen l_k , zerfallen sind, wird die kinetische Energie zu thermischer Energie

des Fluids dissipiert. Die Kolmogorov-Länge

$$l_k = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon_T} \right)^{1/4} \quad (2.19)$$

hängt dabei von der kinematischen Viskosität und der turbulenten Dissipationsrate ϵ_T ab. Diese ist durch

$$\epsilon_T = 2\nu \overline{S_{ij} S_{ij}} \quad (2.20)$$

definiert. Der Tensor S_{ij} ist der symmetrische Anteil des Reibspannungstensors (vgl. Gleichung 2.16) der Geschwindigkeitsfluktuationen u'_i :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.21)$$

In diesem Zusammenhang stellt die turbulente kinetische Energie k eine weitere Größe zur Charakterisierung turbulenter Strömung dar. Diese ist wie folgt definiert:

$$k_T = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (2.22)$$

und setzt sich somit aus der kinetischen Energie der turbulenten Fluktuationen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten zusammen.

2.2.2 Innermotorische Strömung

Ziel der innermotorischen Strömungsbildung ist eine gezielte Optimierung der Verbrennung und eine Minimierung der Zyklus-zu-Zyklus-Fluktuationen [91]. Dabei wird in der Regel eine großskalige kohärente Wirbelstruktur angestrebt. Wie Abbildung 2.6 zeigt, wird

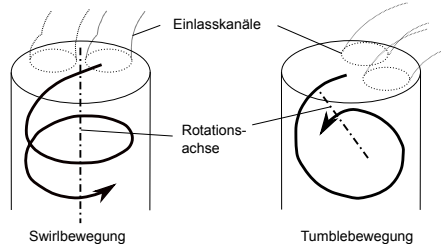


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der kohärenten Wirbelstrukturen der innermotorischen Strömung, nach [75].

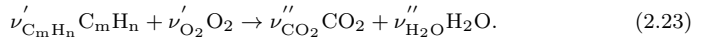
bei der Klassifizierung der Wirbelstruktur nach der Hauptrotationsachse unterschieden. Dreht die Strömung um die Zylinderhochachse, wird von einer Swirlströmung gesprochen. Diese findet primär bei Dieselmotoren Anwendung. Liegt die Drehachse in der Zylinderquerachse, wird der Wirbel als Tumble bezeichnet. Kanal- und Brennraumgeometrie eines Ottomotors sind in der Regel für Tumbleströmungen ausgelegt. Dies trifft auch auf die Motorgeometrien, die in dieser Arbeit untersucht werden, zu. Eine detaillierte Beschreibung zur Charakterisierung innermotorischer Strömungen wird in Kapitel 5.1 gegeben.

2.3 Verbrennung

Als Verbrennung wird die chemische Oxidationsreaktion zwischen einem Brennstoff und einem Oxidator bezeichnet. Dabei wird die chemisch im Brennstoff gebundene Energie in Wärme gewandelt und an das umgebende Fluid übertragen. Dieser Abschnitt beschreibt die grundlegenden Mechanismen der Verbrennung und der Flammenpropagation. Die Angaben basieren auf den Lehrbüchern von Peters [105], Warnatz et al. [164] und Joos [66]. Für weitere Informationen sei auf diese Werke verwiesen.

Im untersuchten Ottomotor dient der Sauerstoff (O_2) aus der Luft als Oxidator. Als Brennstoff wird herkömmlicher Ottokraftstoff (*Super E10*) mit einer Oktanzahl von 95 und einem Volumenanteil von höchstens 10 % Ethanol (C_2H_5OH) verwendet. Die übrigen Volumenanteile des Ottokraftstoffs bestehen primär aus Alkanen³ und Aromaten⁴. Zur Spezifikation der verbrennungsrelevanten Brennstoffeigenschaften dient ein Vergleichskraftstoff aus 95 Volumenprozent Isooktan (2,2,4 Trimethylpentan) und 5 % n-Heptan.

Die Bruttoreaktionsgleichung der Verbrennung für die Reaktion zwischen einem beliebigen Gemisch aus Kohlenwasserstoffen mit m C-Atomen und n H-Atomen und Sauerstoff wird wie folgt beschrieben:



Die relative Anzahl der beteiligten Moleküle wird durch die stöchiometrischen Koeffizienten der Edukte ν'_i und der Produkte ν''_i definiert. Sind exakt so viele Oxidator Moleküle vorhanden, um vollständig mit den Brennstoffmolekülen zu reagieren, wird die Verbrennung als stöchiometrisch bezeichnet ($\nu'_{C_mH_n} = 1$, $\nu'_{O_2} = (m + n/4)$, $\nu''_{CO_2} = m$, $\nu''_{H_2O} = n/2$). Über die molaren Massen M_i der beteiligten Moleküle sind die jeweiligen Massen der Spezies mit den stöchiometrischen Koeffizienten verknüpft zu $m_i = \nu'_i M_i$. Damit kann der stöchiometrische Mindestluftbedarf (vgl. Gleichung 2.8) aus der Bruttoreaktionsgleichung mit

$$L_{\min} = \frac{m_{L,st}}{m_{C_mH_n}} = \frac{\nu'_{O_2}}{\nu'_{C_mH_n}} \frac{M_{O_2}}{M_{C_mH_n}} \frac{1}{Y_{L,O_2}} \quad (2.24)$$

bestimmt werden. Y_{L,O_2} ist hier der Sauerstoffvolumenanteil der Luft.

Die Bruttoreaktion in Gleichung 2.23 setzt sich aus einer Vielzahl an Elementarreaktionen zusammen, die in den oben genannten Standardwerken beschrieben werden. Dabei können neben den primären Verbrennungsprodukten Verbindungen entstehen, die nicht vollständig umgesetzt werden. Diese werden im allgemeinen als Schadstoffemissionen bezeichnet. Im ottomotorischen Kontext zählen dazu vor allem Stickoxide (NO_X), Kohlenmonoxid (CO), unverbrannte Kohlenwasserstoffe (HC) und Rußpartikel.

In der Reaktionszone findet die Oxidation des Brennstoffs durch den Oxidator und somit der Großteil der Wärmefreisetzung statt. Im allgemeinen Sprachgebrauch wird diese Zone als Flamme bezeichnet. Zur Klassifizierung der Flammen wird zunächst nach dem Mischungsgrad von Brennstoff und Oxidator unterschieden. Dabei erfolgt die Einteilung nach den zwei Extremformen von Mischungszuständen:

³Kohlenwasserstoffe ohne Doppelbindung

⁴Ringförmige Kohlenwasserstoffe mit konjugierten Doppelbindungen

- **Diffusionsflammen** Brennstoff und Oxidator sind zu Beginn der Verbrennung vollständig getrennt
- **Vormischflammen** Brennstoff und Oxidator sind auf molekularer Ebenen vollständig durchmischt

Zudem werden beide Flammentypen jeweils nach dem Strömungszustand in turbulente und laminare Flammen unterteilt.

Bei den meisten ottomotorischen Brennverfahren wird aufgrund des relativ langen Abstands zwischen der Einspritzung des Brennstoffs und der Initialisierung der Verbrennung durch die Zündung, in Verbindung mit der hohen Ladungsbewegung, von einer turbulenten Vormischflamme ausgegangen. Für den in dieser Arbeit untersuchten Schichtbetrieb ist diese Annahme allerdings nicht mehr vollständig gerechtfertigt. Durch die zündnahe Einspritzung sind Brennstoff und Oxidator in einigen Regionen nicht vermischt. Dort treten lokale Diffusionsflammen auf. Somit sind für den Schichtbetrieb sowohl turbulente Vormischflammen als auch turbulente Diffusionsflammen relevant.

2.3.1 Diffusionsflammen

Eine turbulente Diffusionsflamme ist in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt. Brennstoff und Oxidator propagieren aufeinander zu, wobei durch Diffusion und Konvektion ein lokal brennfähiges Gemisch entsteht. Im Vergleich zu den Mischvorgängen läuft die Reaktion schnell ab, wodurch für die meisten Diffusionsflammen die Annahme gemischt = verbrannt gerechtfertigt ist.

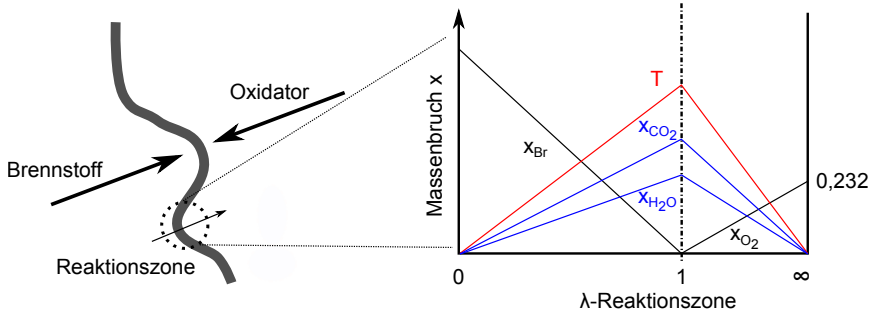


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung einer turbulenten Diffusionsflamme und qualitativer Verlauf der Verbrennungs-Edukte und -Produkte in der Reaktionszone über dem Luft-Brennstoffverhältnis λ , nach [32].

Dies wird durch das Diagramm in Abbildung 2.7 illustriert, welches einen idealisierten Verlauf des Massenbruchs der Spezies der Bruttoreaktionsgleichung über dem Luft-Brennstoffverhältnis zeigt. Die Verläufe weisen im stöchiometrischen Verhältnis ($\lambda = 1$) Extrema auf, wobei Brennstoff und Oxidator vollständig verbrannt sind. Aus der Grafik geht ebenfalls hervor, dass bei der Diffusionsflamme sämtliche λ -Werte eingeschlossen werden. Dies führt zu einer erhöhten Schadstoffemission, da in den fetten Zonen ($\lambda < 1$) durch Sauerstoffmangel vermehrt CO und Ruß entsteht und in mageren Regionen ($\lambda > 1$) bei hohen Temperaturen die Produktion von thermischen (NO_x) angeregt wird. Vorteile der Diffusionsflamme liegen in der Betriebsstabilität, da diese nicht über die Mischungs-

zone hinaus propagieren kann. Die freigesetzte Wärme und die Verbrennungsprodukte diffundieren von der Reaktionszone in beide Richtungen.

2.3.2 Vormischflammen

Für die Beschreibung turbulenter Vormischflammen dient zunächst die Betrachtung einer laminaren Vormischflamme. Zu diesem Zweck zeigt das Diagramm in Abbildung 2.8 den schematischen Verlauf der Spezies-Massenbrüche der Edukte und Produkte einer Brutto-reaktion zwischen Kohlenwasserstoff und Sauerstoff entlang der laminaren Flammenfront. Zusätzlich ist der Temperaturverlauf skizziert. Die Flammenfront wird nach *Zel'dovich* und *Kamenetsky* [176] in drei Bereiche unterteilt:

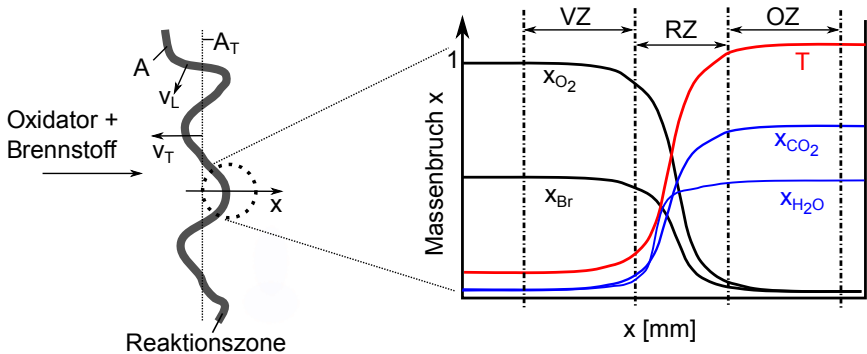


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung einer turbulenten Vormischflamme und qualitativer Verlauf der Verbrennungs-Edukte und Produkte über der Flammenfront λ , nach [164].

- **Vorwärmzone oder Diffusionszone (VZ)** Durch Diffusion werden Zwischenprodukte und Wärme aus der Reaktionszone in die Vorwärmzone transportiert. Die Temperatur steigt an und erste Reaktionen finden statt.
- **Reaktionszone (RZ)** Ab einer Temperatur von ca. 1000 K beginnen die primären Verbrennungsreaktionen. Diese verlaufen sehr schnell, weshalb starke Temperatur- und Konzentrationsgradienten charakteristisch für die Reaktionszone sind.
- **Oxidationszone (OZ)** Die Verbrennungsreaktionen sind zu einem Großteil abgeschlossen. Die adiabate Flammentemperatur ist beinahe erreicht. Es findet noch eine Nachoxidation einiger Moleküle (z.B. CO) durch langsam ablaufende Reaktionen statt, weshalb die Temperatur weiter steigt.

Die Flamme propagiert dabei mit der laminaren Flammgeschwindigkeit v_L in Richtung des unverbrannten Gemischs. Bei der laminaren Flammgeschwindigkeit handelt es sich um eine brennstoffspezifische Größe, die abhängig vom Luft-Brennstoffverhältnis ist. In Abbildung 2.9 ist der Verlauf von v_L über λ für die Brennstoffe Isooktan und 90 Oktan (90 % Isooktan, 10 % n-Heptan) aufgetragen. Um die stöchiometrische Mischung ist die Geschwindigkeit maximal und nimmt bei fetten bzw. mageren Gemischen deutlich ab.

In turbulenten vorgemischten Flammen interagieren die Wirbel der turbulenten Strömung mit der Flamme. Dies führt zu einer Faltung der Flammenfront, wie die

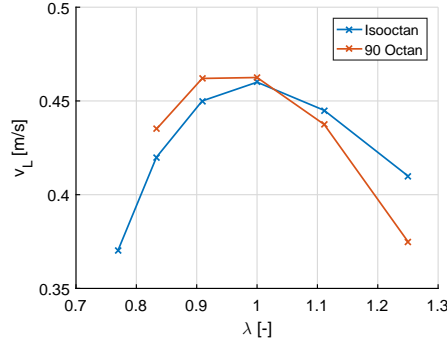


Abbildung 2.9: Verlauf der experimentell bestimmten laminaren Flammengeschwindigkeit über λ für ottomotorische Kraftstoffe bei $p = 1$ bar und $T = 358$ K, aus [26].

Skizze auf der rechten Seite der Abbildung 2.8 zeigt. Dadurch wird die effektive Flammenoberfläche A im Vergleich zu dem laminaren Fall erheblich vergrößert, was einen erhöhten Brennstoffumsatz zur Folge hat. Dies bedeutet gleichzeitig eine höhere Nachströmgeschwindigkeit der Frischgase und somit eine größere effektive Flammgeschwindigkeit, die als turbulente Flammgeschwindigkeit v_T bezeichnet wird. Nach der *Flamelet-Theorie* [103] breitet sich jeder lokale Punkt der turbulenten Flammenfront mit der laminaren Flammgeschwindigkeit v_L aus. Daher kann die turbulente Flammgeschwindigkeit mit mittleren Fläche der turbulenten Flammenfront A_T nach

$$v_T = v_L \frac{A}{A_T} \quad (2.25)$$

berechnet werden. Diese nimmt mit steigenden Turbulenzgrad proportional zu. Aufgrund dessen skaliert bei der innermotorischen Verbrennung die Brenndauer mit der Motordrehzahl, was einen stabilen Motorbetrieb über weite Drehzahlbereiche erst ermöglicht.

Einer Klassifizierung der Vormischflammen dient das Regimediagramm nach Borghi und Peters in Abbildung 2.10. In diesem ist die Turbulenzintensität v' über dem integralen Längenmaß l_0 aufgetragen. Die Abgrenzung der einzelnen Regime erfolgt über dimensionslose Kennzahlen.

Die *turbulente Reynolds-Zahl* Re_T beschreibt des Verhältnis der Turbulenzintensität und dem integralen Längenmaß zur kinematischen Viskosität:

$$Re_T = \frac{u' l_0}{\nu} = \frac{\text{turbulente Trägheitskräfte}}{\text{Zähigkeitskräfte}}. \quad (2.26)$$

Die Linie für $Re_T = 1$ grenzt das laminare Regime vom turbulenten Regime ab.

Die *Damköhler-Zahl* setzt die makroskopische Zeitskala der turbulenten Strömung ins Verhältnis zur Zeitskala der chemischen Reaktion

$$Da = \frac{\tau_T}{\tau_L} = \frac{\text{turbulente Zeitskala}}{\text{reaktive Zeitskala}} \quad (2.27)$$

mit

$$\tau_T = \frac{l_0}{u'} \quad \text{und} \quad \tau_L = \frac{l_L}{v_L}. \quad (2.28)$$

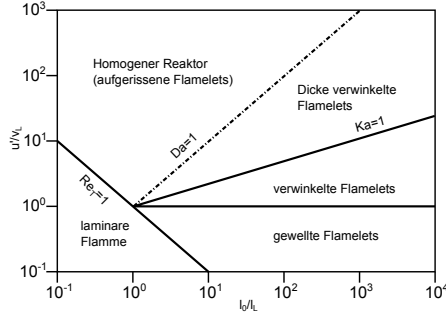


Abbildung 2.10: Regimediagramm der vorgemischten Verbrennung nach Borghi und Peters, aus [104].

τ_T beschreibt dabei die charakteristische Rotationsdauer eines turbulenten Wirbels. Mit τ_L wird die reaktive Zeitskala über das Verhältnis der Dicke der laminaren Flammenfront zur laminaren Flammengeschwindigkeit definiert. Für $Da < 1$ (oberhalb der Linie $Da = 1$ in Abbildung 2.10) sind die chemischen Reaktionszeiten größer als die der makroskopischen turbulenten Strömung. Dadurch dringen sämtliche turbulente Wirbel in die Reaktionszone, womit diese aufgerissen wird und nicht mehr von einer geschlossenen Flammenfront ausgegangen werden kann.

Ergänzend dazu wird mit Hilfe der *Karlovitz-Zahl* die reaktive Zeitskala mit der kleinsten turbulenten Zeitskala (*Kolmogorov*) ins Verhältnis gesetzt:

$$Ka = \frac{\tau_L}{\tau_k} = \frac{\text{reaktive Zeitskala}}{\text{kleinste turbulente Zeitskala}}, \quad \text{mit} \quad \tau_k = \frac{l_k}{u_k}. \quad (2.29)$$

Oberhalb der $Ka = 1$ Linie ($Ka > 1$) im Borghi-Peters-Diagramm sind die Zeitskalen der kleinsten Wirbel klein genug, um in die Reaktionszone einzudringen. Dies führt zu einer Aufdickung der Flammenfront, wobei diese geschlossen bleibt. Unterhalb der Linie wird die Flammenfront lediglich gefaltet und kann lokal als laminare Flammenfront betrachtet werden.

Bei der fremdgezündeten innermotorischen Verbrennung mit homogener Vormischung breitet sich die Flammenfront ausgehend vom Zündort sphärisch im Brennraum aus. Mounaime-Rousselle et al. [95] ordnen auf Basis experimenteller Untersuchungen in einem optisch zugänglichen Motor die innermotorische Verbrennung im Borghi-Peters-Diagramm ein. Dabei liegt die Verbrennung im Bereich der $Ka = 1$ Linie, wobei $Da > 1$ gilt. Somit kann im Motor von einer geschlossenen turbulenten Flammenfront im Übergangsbereich von der dünnen in die aufgedickte Reaktionszone ausgegangen werden.

2.4 Ottomotorische Brennverfahren

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen ottomotorischer Brennverfahren vorgestellt. Im Fokus stehen dabei Magerbrennverfahren, die in dieser Arbeit appliziert wurden. Bei

der Beschreibung der Brennverfahren wird insbesondere auf die Gemischbildung⁵ und erforderliche Ladungsbewegung eingegangen. Die allgemeinen Grundlagen der Brennverfahren werden in Marker und Teichmann [91], Aleiferis [7] sowie van Basshuysen [158] vertieft. Die Umsetzung der Magerbrennverfahren im Speziellen sind in Schaupp et al. [129], Vent et al. [160] und Lückert et al. [76] aufgeführt. Die Inhalte des folgenden Abschnitts stützen sich, sofern nicht explizit erwähnt, auf diese Arbeiten.

Durch die Charakteristiken des eingesetzten Brennverfahrens werden zunächst die Anforderungen an das Gemischbildungssystem definiert. Dabei kann im Ottomotor grundsätzlich zwischen zwei Arten der Gemischbildung unterschieden werden:

- **Äußere Gemischbildung** erfolgt in heutigen Motoren ausschließlich durch Saugrohreinspritzung, wobei jedem Zylinder ein eigenes Einspritzventil zur Verfügung steht.
- **Innere Gemischbildung** wird durch Direkteinspritzung des Kraftstoffs in den Brennraum realisiert, wo dieser sich mit der angesaugten Frischluft durchmischt.

Herkömmliche ottomotorische Brennverfahren basieren auf einem homogenen Gemisch bei einem stöchiometrischen Kraftstoff-Luft Verhältnis ($\lambda = 1$). Diese lassen sich sowohl durch innere als auch durch äußere Gemischbildung realisieren. Bei der Saugrohreinspritzung steht dabei mehr Zeit für die Gemischbildung zur Verfügung, woraus Vorteile in der Homogenisierung des Gemischs entstehen. Ein hoher Grad an Homogenisierung des Kraftstoff-Luft-Gemischs führt in der Regel zu einer Reduktion der Schadstoff-Rohemission (NO_x , HC, Rußpartikel).

Bei der Direkteinspritzung wird die Gemischbildung durch die Interaktion von Einspritzstrahl und Strömung bestimmt. Dabei kann durch optimierte Ladungsbewegung ebenfalls ein hoher Grad an Homogenisierung erreicht werden. Vorteile der Direkteinspritzung entstehen aufgrund der Verdunstung des Brennstoffs im Brennraum, wodurch die Ladeluft gekühlt wird. Der Effekt der inneren Kühlung wird genutzt, um höhere Verdichtungsverhältnisse bei gleicher Klopfempfindlichkeit⁶ umzusetzen. Daraus ergibt sich nach Gleichung 2.12 ein höherer Wirkungsgrad für die Direkteinspritzung.

Eine weitere Strategie zur Erhöhung des Wirkungsgrad im Teillastbereich ist der Einsatz von sogenannten Magerbrennverfahren. Gegenüber dem üblichen ($\lambda = 1$) Teillastbetrieb muss dabei die angesaugte Luftmenge nicht durch die Drosselklappe reduziert werden. Somit werden Ladungswechselverluste aufgrund der Druckdifferenz zwischen Ein- und Auslasstrakt vermieden. Die Ladungswechselverluste sind in dem p-V-Diagramm auf der linken Seite der Abbildung 2.11 durch die grau hinterlegte Fläche illustriert. Die Fläche beschreibt die zusätzliche Volumenänderungsarbeit, die der Kolben im Ladungswechsel verrichten muss. Beim Magerbetrieb wird das Gemisch mit einem hohen Luftüberschuss ($\lambda > 1$) ohne Drosselung verbrannt.

Daraus ergeben sich außerdem thermodynamische Vorteile in der Expansion, wie das T-s-Diagramm auf der rechten Seite der Abbildung 2.11 zeigt, wobei s die Entropie darstellt. Die überschüssige Luft wirkt in der Verbrennung als Inertgas, wodurch der Massenanteil der primären Verbrennungsprodukte CO_2 und H_2O im expandierenden Abgas signifikant reduziert wird ($3 \rightarrow 4$). In diesem Fall gilt für den Isentropenexponent, dessen Größe molekülspezifisch ist, $\kappa_{\text{Luft}} > \kappa_{\text{CO}_2}, \kappa_{\text{H}_2\text{O}}$. Daher steigt der Isentropenexponent des

⁵Im Kontext des Verbrennungsmotor wird die Vermischung von Brennstoff und Luft als Gemischbildung bezeichnet.

⁶Als Klopfen werden irreguläre lokale Selbstzündungsphänomene bezeichnet, deren Auftrittswahrscheinlichkeit bei hohem Druck- und Temperaturniveau steigt.

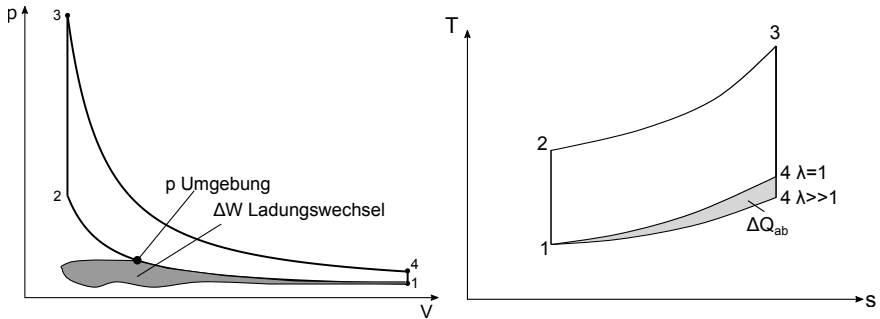


Abbildung 2.11: Illustration der Wirkungsgradvorteile durch Magerbrennverfahren. Links: Ladungswechselverluste im gedrosselten Betrieb, dargestellt im p-V-Diagramm Rechts: Reduktion der abgegebenen Wärme, dargestellt im T-s-Diagramm.

Abgases, wodurch nach den Gleichungen 2.5, 2.7 und 2.11 ein höherer Anteil der zur Verfügung stehenden Wärme aus der Verbrennung in Volumenänderungsarbeit gewandelt wird. Die zusätzlich genutzte Energie ist durch die grau hinterlegt Fläche des rechten Diagramms in Abbildung 2.11 illustriert. In der Kompression ($1 \rightarrow 2$) ist der Massenanteil des Brennstoffs gegenüber dem der Luft vernachlässigbar, wodurch keine signifikanten Unterschiede zwischen herkömmlichen und Magerbrennverfahren auftreten.

Aufgrund des hohen Luftüberschusses muss bei der Abgasnachbehandlung beachtet werden, dass die Voraussetzung ($\lambda = 1$) für die katalytische Nachbehandlung nach dem 3-Wege-Prinzip nicht mehr gegeben ist. Zudem kommt es vermehrt zur Emission von Stickoxiden (NO_x), was den Einsatz zusätzlicher Abgasnachbehandlungssysteme erfordert. Zu denen zählen beispielsweise Stickoxid-Speicherkatalysatoren oder Selektive-Katalytische-Reduktions-(SCR-)Systeme [91, 160]

Bei den Magerbrennverfahren wird zwischen Homogenbrennverfahren und Schichtbrennverfahren unterschieden. Im Homogenbetrieb erfolgt die Direkteinspritzung, äquivalent zu dem $\lambda = 1$ Betrieb, saugsynchron. Beim Schichtbetrieb wird der Kraftstoff erst am Ende der Kompression eingespritzt. Dadurch liegt zum Zündzeitpunkt ein inhomogenes oder *geschichtetes* Gemisch vor. Der Schichtbetrieb wird im unteren Teillastbetrieb eingesetzt, wo mit einer homogenen Gemischbildung kein zündfähiges Gemisch bereitgestellt werden kann ($\lambda \gg 1$). Offensichtlich ist der Schichtbetrieb nur mit Direkteinspritzung realisierbar, wodurch in dieser Arbeit ausschließlich Motoren mit Direkteinspritzung untersucht wurden. In den folgenden Abschnitten werden die zentralen Aspekte des Schichtbrennverfahrens und des Homogen-Magerbrennverfahrens diskutiert.

2.4.1 Schichtbrennverfahren

Im Schichtbetrieb liegt das globale Lambda weit jenseits der Zündgrenzen. Daher wird durch sehr späte Einspritzung in der Kompression, oftmals direkt gekoppelt an den Zündzeitpunkt eine Ladungsschichtung realisiert, die folgende Anforderungen erfüllt:

- Stöchiometrische bis fette gemischführende Zonen im Bereich der Zündkerze
- Im Außenbereich des Brennraums ein sehr hoher Luftüberschuss

Für die Gemischaufbereitung steht dabei nur sehr wenig Zeit zur Verfügung, weshalb diese sehr anfällig für Zyklus-zu-Zyklus-Fluktuationen ist [144]. Zudem ist das Verfahren anfällig für Rußemissionen durch die lokal fetten Gemischzonen. In den letzten Jahren wurden einige Konzepte entwickelt, um eine reproduzierbare Ladungsschichtung bei möglichst geringer Schadstoffemission umzusetzen. In Abbildung 2.12 sind diese schematisch dargestellt. Bei den *wandgeführten Brennverfahren* wird der Kraftstoff durch den seitlich liegenden Injektor direkt auf den Kolbenboden injiziert. Aufgrund der Kolbenform bringt die vorbeistreichende Luft und die Verdunstung ein zündfähiges Gemisch in den Bereich der zentral liegenden Zündkerze. Durch Kolbenbenetzung steigt die Wahrscheinlichkeit, dass nicht der gesamte Kraftstoff verdunstet. Dies erhöht das Risiko von unverbrannten Kohlenwasserstoffen im Abgas [41].

Um das Risiko zu verringern, ist bei *luftgeführten Verfahren* der Kolben so geformt, dass die innermotorische Strömung den Brennstoff in Richtung der Zündkerze umlenkt. Die Anordnung von Injektor und Zündkerze bleibt unverändert, wodurch es in einigen Fällen keine klare Abgrenzung zwischen wand- und luftgeführten Brennverfahren gibt. In beiden Fällen ist der Weg des Kraftstoffs über den Kolben zur Zündkerze verhältnismäßig lang und deshalb anfällig für Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen.

Bei *strahlgeführten* Brennverfahren ist der Injektor daher zentral im Brennraum platziert und die Zündkerze seitlich zwischen den Auslassventilen in räumlicher Nähe. Dadurch wird der Kraftstoff vom Injektor direkt an der Zündkerze vorbeigeführt und stellt dort ein zündfähiges Gemisch bereit. Zudem wird eine direkte Benetzung des Kolben vermieden, was die Partikelrohmissionen deutlich verringert. Allerdings wird die Zeit zur Gemischaufbereitung weiter verringert. Daraus entstehen besondere Anforderungen an das Einspritzsystem. Um diese zu erfüllen, wird in der Regel ein nach außen öffnender piezoaktuierter Injektor verwendet. Aufgrund folgender Eigenschaften eignet sich diese Injektorbauart besonders für strahlgeführte Brennverfahren [126, 142]:

- Schneller Strahlzerfall aufgrund des großen Oberflächen-zu-Volumenverhältnisses des hohlkegelförmigen Einspritzstrahls
- Reproduzierbarer Strahlwinkel durch geometrische Randbedingungen
- Sehr gute Gemischaufbereitung durch Lufterfassung in den Randwirbeln
- Schnelle Reaktionszeiten der Piezoaktoren, was flexible Einspritzstrategien mit definierter Aufteilung der Kraftstoffmasse durch Mehrfacheinspritzung ermöglicht

Die Abbildung 2.13 zeigt schematisch den Hohlkegel eines nach außen öffnenden Injektors und die entstehenden Randwirbel. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein solcher Injektor

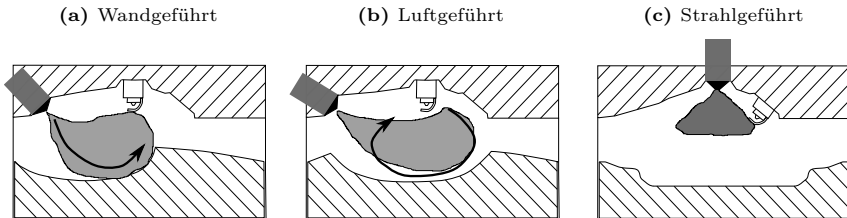


Abbildung 2.12: Einteilung der Konzepte zur Gemischaufbereitung bei Schichtbrennverfahren, nach [158].

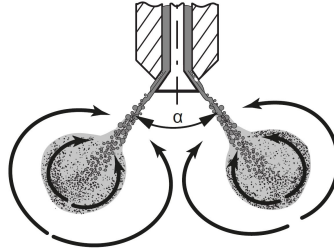


Abbildung 2.13: Zentrale Schnittansicht des hohlkegelförmigen Sprühstrahls eines nach außen öffnenden Injektors, aus [142].

in Kombination mit strahlgeführten Brennverfahren verwendet. Untersuchungen von Stiehl et al. [142, 144] haben deutliche Interaktionen zwischen der innermotorischen Strömung und dem Einspritzstrahl bei dieser Konfiguration festgestellt. An dieser Stelle knüpft diese Arbeit an und vertieft die Untersuchungen zum Einfluss der Strömung auf strahlgeführte Brennverfahren.

Die hohen NO_x Rohemissionen im Schichtbetrieb aufgrund des Luftüberschusses können durch interne-AGR drastisch reduziert werden [130]. Dabei sind Anteile von bis zu 30%-AGR noch zielführend. Zudem wird dadurch bei kalter Motorumgebung im Niedriglastbereich die Abgastemperatur erhöht, was eine zuverlässige Funktion der Abgasnachbehandlungssysteme gewährleistet.

2.4.2 Homogen-Magerbrennverfahren

Im mageren Homogenbetrieb erfolgt die Einspritzung saugsynchron in der Einlassphase. Dadurch wird in der Regel davon ausgegangen, dass zum Zündzeitpunkt eine homogene λ -Verteilung im Brennraum vorliegt. Wie Abbildung 2.14 qualitativ zeigt, liegt bei mageren Gemischen nahe des stöchiometrischen Verhältnisses ein Maximum bei der Bildung von Stickoxiden im Ottomotor vor. Im Sinne der Reduktion der

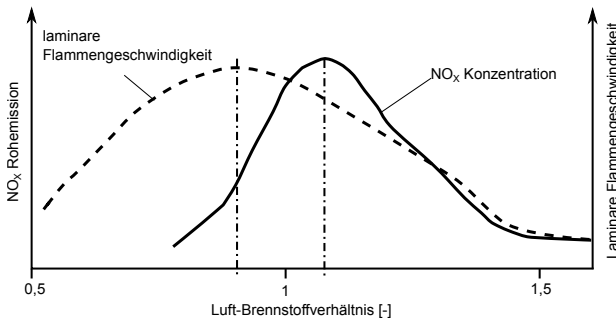


Abbildung 2.14: Qualitativer Verlauf der NO_x -Rohemission und der laminaren Flammengeschwindigkeit über λ .

Emissionen gilt es dieses zu vermeiden, indem das Gemisch weiter abgemagert wird. Daher wird im ottomotorischen Kontext der Begriff Homogen-Magerbrennverfahren für Luft-Brennstoffgemische mit $\lambda \geq 1,5$ verwendet. In diesen Regionen liegt eine deutlich geringere Verbrennungstemperatur vor, wodurch eine Bildung von thermischen NO_x nach Zeldovich wesentlich reduziert wird.

Allerdings sinkt die laminare Flammgeschwindigkeit der Vormischflamme mit zunehmender Abmagerung ebenfalls deutlich (siehe Kapitel 2.3.2). Dadurch wird die Brenndauer verlängert, was bei gegebener Motordrehzahl zu verschleppten und unvollständigen Verbrennungen führt, bis ein Motorbetrieb nicht mehr möglich ist. Erst durch eine sehr hohe Ladungsbewegung wird dies kompensiert und ein stabiler Motorbetrieb bei $\lambda \geq 1,5$ ermöglicht. Die Erhöhung der Ladungsbewegung führt zu einer stärkeren Turbulenz nahe am OT. Dadurch wird die turbulente Flammgeschwindigkeit (vgl. Gleichung 2.25) erhöht und die Verbrennung beschleunigt. Zudem zeigen einige Untersuchungen Indizien für den Einfluss der kohärenten Strömungsstrukturen auf die homogene Magerverbrennung [33]. Auf diesen Phänomenen liegt der besondere Fokus dieser Arbeit.

Untersuchungen zum Einfluss der AGR-Rate im homogenen Magerbetrieb haben gezeigt, dass ein signifikanter AGR-Anteil positive Auswirkungen hinsichtlich des Emissionsverhaltens hat [18]. Im Vergleich zum Schichtbetrieb sind allerdings geringere Anteile an interner-AGR erstrebenswert.

Kapitel 3

Optische Messtechnik

Laserbasierte optische Diagnostik ermöglicht durch Interaktion von Licht und Materie die minimal-invasive Beobachtung von Prozessen. Diese Kapitel beschreibt die theoretischen Grundlagen der verwendeten optischen Messtechnik. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Messtechnik zur Erfassung der innermotorischen Strömung. Die Umsetzung im experimentellen Aufbau wird in Kapitel 4 beschrieben.

3.1 Strömungsmessungen mittels PIV

In dieser Arbeit wird zur Bestimmung der innermotorischen Strömungsgeschwindigkeit die *Particle Image Velocimetry* (PIV) verwendet. Dabei handelt es sich um eine minimal-invasive bildgebende Diagnostikmethode, die Anfang der 80er Jahre des letzten Jahrhunderts erstmals explizit durch Pickering und Halliwell [113] bzw. Adrian [2] erwähnt wurde. In den letzten Jahrzehnten wurde die PIV stetig weiterentwickelt und fand insbesondere durch technologische Fortschritte in der digitalen Photographie und Bildverarbeitung eine breite Anwendung [4]. Die mathematischen Grundlagen und etablierten Anwendungsmethoden sind in Raffel et al [118], Westerweel und Adrian [1] sowie Tropea et al. [155] umfassend erläutert. An dieser Stelle wird ein Überblick der zentralen Aspekte der PIV gegeben.

3.1.1 Grundlagen PIV

Das generelle Prinzip der PIV ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Die Strömung wird mit mikroskopischen Partikeln (meist Flüssigkeitstropfen oder Feststoffpartikel) dotiert und diese mit Hilfe einer Lichtquelle (meist kohärentes Laserlicht) beleuchtet. Unter der Annahme, dass die dispersen Partikel aufgrund ihrer geringen Trägheit der kontinuierlichen Phase mit vernachlässigbarem Schlupf ($s = |(U_P - U)/U|$) folgen, kann von der Geschwindigkeit der Partikel U_P auf die Geschwindigkeit des Fluids U geschlossen werden. Durch die bildgebenden Detektoren werden in einem bekannten Zeitabstand Δt zwei instantane Zustände der Strömung in der beleuchteten Ebene aufgenommen. Damit kann anhand der Partikelpositionen $P_i(t)$ der beiden Aufnahmen durch lineare Approximation die Geschwindigkeit der Strömung wie folgt berechnet werden:

$$U_i = \frac{P_i(t_0 + \Delta t) - P_i(t_0)}{M_0 \Delta t}. \quad (3.1)$$

Der Index i repräsentiert die Koordinaten des gewählten Koordinatensystems, während der Abbildungsmaßstab M_0 der Transformation der Partikelbewegung von der Bildebene in die Objektebene dient.

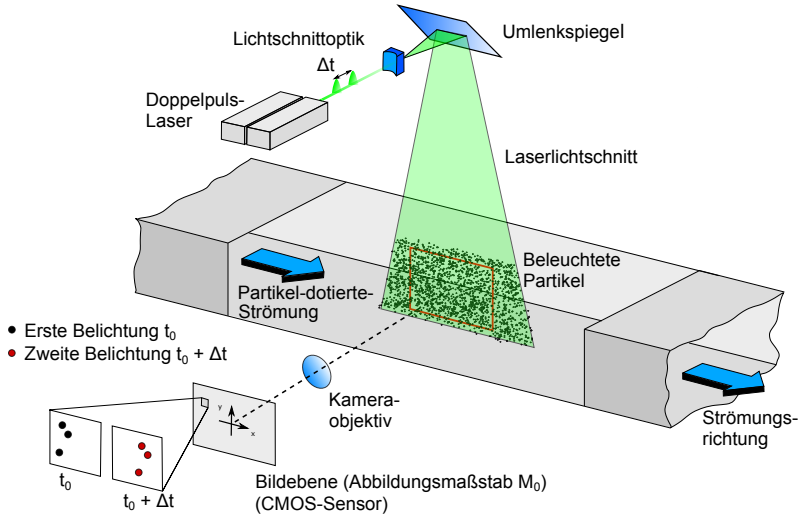


Abbildung 3.1: Schema zur prinzipiellen Erläuterung der Particle Image Velocimetry, nach [118].

Bei der PIV werden allerdings nicht einzelne Partikel betrachtet, sondern die Verschiebung eines Partikel-Ensembles. Dazu wird das Bild in eine Vielzahl von Auswertefenstern $I(i,j)$ definierter Größe ($2K \times 2L$) unterteilt. Damit erfolgt eine Kreuzkorrelation des Auswertefensters zum Zeitpunkt t_0 mit umliegenden Abbildungen des Auswertefensters $I'(i + m, j + n)$ zum Zeitpunkt $t_0 + \Delta t$ nach:

$$R_{I,I'}(m,n) = \sum_{i=-K}^K \sum_{j=-L}^L I(i,j) I'(i + m, j + n) \quad (3.2)$$

Die wahrscheinlichste Bewegung des Partikel-Ensembles (m,n) ergibt sich aus dem Maximum der Korrelationsebene (correlation peak) $R_{I,I'}(m,n)$. In Abbildung 3.2 ist die Korrelationsebene anhand eines 4×4 Pixel großen Auswertefensters schematisch dargestellt. Aktuelle Auswertelgorithmen erlauben dabei die subpixelgenaue Bestimmung der wahrscheinlichsten Verschiebung.

PIV Methoden

In der PIV haben sich mehrere Methoden etabliert die im Folgenden kurz erläutert werden:

- **Planare PIV** Hierbei handelt es sich um die ursprüngliche Form der PIV, wie sie in Abbildung 3.1 gezeigt wird. Alle Formeln und Angaben in diesem Kapitel beziehen sich auf diese Methode. Dabei werden die beiden Komponenten des zweidimensionalen Strömungsfeldes in der Messebene detektiert, weshalb auch von 2D2C-PIV gesprochen wird. Wird für die Detektion eine Hochgeschwindigkeitskamera und für

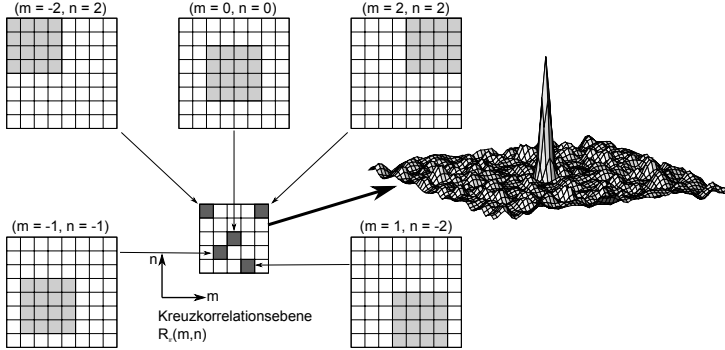


Abbildung 3.2: Beispielhafte Darstellung der Korrelationsebene eines 4 x 4 Pixel großen Auswertefensters, nach [118].

die Beleuchtung ein Hochgeschwindigkeitslaser zur zeitlichen Auflösung der Strömung verwendet, wird die Messtechnik als *High-Speed-(HS-)PIV* bezeichnet. Eine Unterkategorie der planaren PIV ist die Scanning-PIV, bei der das Strömungsfeld in mehreren parallelen Ebenen sequentiell gemessen wird. Die Methodik wird in dieser Arbeit verwendet.

- **Stereoskopische PIV** Wird die Partikelbewegung in der Messebene mit einer zusätzlichen Kamera erfasst, ist es möglich alle drei Geschwindigkeitskomponenten in der Ebene zu bestimmen [117, 125]. Man spricht von 2D3C-PIV. Stereo-PIV kann ebenfalls mit Scanning-Methoden kombiniert werden [28].
- **Tomographische PIV** Diese Methode erlaubt die volumetrische Erfassung des gesamten Geschwindigkeitstensors innerhalb eines beleuchteten Volumens [16, 42]. Es wird auch als 3D3C-PIV bezeichnet.

3.1.2 Partikel

Bei der Auswahl geeigneter Partikel zur Dotierung der Strömung entsteht bei der PIV stets ein Zielkonflikt zwischen ausreichender Signalstärke und optimalem Folgevermögen. Zur Beurteilung des Folgevermögens kann die Antwort des Partikels auf eine Beschleunigung der kontinuierlichen Phase abgeschätzt werden. In der Regel gilt für die Gasphase, dass deren Dichte ρ_F klein im Vergleich zur Dichte ρ_P der beigemischten Partikel ist ($\rho_F \ll \rho_P$). Damit ergibt sich nach [118] für die Zeitkonstante des Folgevermögens τ_0 der Zusammenhang:

$$\tau_0 = \frac{D_P^2 \rho_P}{18 * \nu_F}. \quad (3.3)$$

Der Durchmesser der Partikel wird mit D_P beschrieben und ν_F ist die dynamische Viskosität der Strömung. Somit ist die Größe der Partikel der entscheidende Faktor für das Folgevermögen.

Aus der Zeitkonstante wird die Grenzfrequenz f_0 abgeleitet. Diese beschreibt für eine sinusförmige Geschwindigkeitsfluktuation die maximale Frequenz, bei der die Partikel bei einem zulässigen Schlupf s der Strömung folgen [6]. Die Grenzfrequenz wird wie folgt

abgeschätzt:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\tau_0} \sqrt{\frac{1}{(1-s)^2} - 1} \quad (3.4)$$

In der Regel wird 1 % Schlupf zugelassen.

Für die Anwendung im optischen Verbrennungsmotor haben sich sowohl Silikonöle als auch inerte Feststoffe (z.B. MgO oder TiO₂), welche die Verbrennung überdauern, als praktikabel erwiesen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Silikonöl (*Dow Corning 510 Fluid 50 CST*) verwendet. Dieses ist soweit temperaturbeständig, dass der flüssige Aggregatzustand bis zum Ende des Kompressionstakts erhalten bleibt. Während der Verbrennung werden die Partikel verdampft, bzw. verbrannt. Relevante Eigenschaften sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die Grenzfrequenz ist für die Temperatur in der Einlassphase berechnet und steigt in der Kompression aufgrund des Temperaturanstiegs und der daraus resultierenden steigenden dynamischen Viskosität der Gasphase.

Tabelle 3.1: Relevante chemische und physikalische Eigenschaften des Silikonöls Dow Corning 510 Fluid 50 CST bei Verwendung des Partikelgenerators *Palas AGK 2000*.

Aggregatzustand (20 °C)	flüssig
Dichte (kg/m ³)	1004
Siedepunkt (K)	547
Durchmesser (μm)	≈ 1
Grenzfrequenz f_0 (kHz) bei (20 °C)	7,52

Beleuchtung

Die Beleuchtung der partikeldotierten Strömung erfolgt in dieser Arbeit durch kohärentes Laserlicht mit der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm. Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, wird das Laserlicht durch Linsen zu einer Ebene geformt. Die Tiefe der Ebene hängt dabei von der verwendeten PIV-Methode ab. Um den Zeitabstand zwischen den beiden Belichtungen Δt flexibel anzupassen, werden üblicherweise zwei Laser verwendet, deren Licht in der Messebene überlagert wird.

Das einfallende Licht wird an den Partikeln der Strömung elastisch gestreut. Da λ und der Durchmesser der Partikel D_P in einer Größenordnung liegen, wird das resultierende Signal nach der Lorenz-Mie-Theorie beschrieben [93]. In Abbildung 3.3 ist die entsprechende Intensitätsverteilung des Mie-gestreuten Lichts logarithmisch aufgetragen. Die Mie-Streuung ist winkelabhängig, was bei der Messanordnung beachtet werden muss, um Intensitätsverluste zu vermeiden. In dieser Arbeit wurde generell eine Beobachtungsrichtung von 90° umgesetzt.

3.1.3 Abbildung

Die partikeldotierte Strömung wird bei der planaren PIV von einem Lichtschnitt (Objektebene) mit endlicher Dicke Δz_L beleuchtet und über ein Objektiv auf einen digitalen bildgebenden Detektor (Bildebene) abgebildet (vgl. Abbildung 3.1). Dabei wird die dreidimensionale Bewegung der Partikel innerhalb des Lichtschnitts auf die zweidimensionale

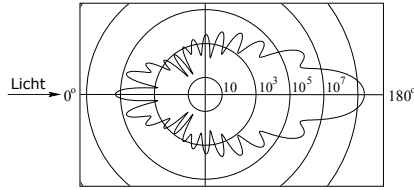


Abbildung 3.3: Lichtstreuung eines Lasers ($\lambda = 532 \text{ nm}$) an einem Öltropfen in Luft mit $D_P = 1 \text{ }\mu\text{m}$, nach [118].

Messebene projiziert. In dieser Arbeit werden darüber hinaus mehrere parallele Ebenen quasi-simultan auf einem Detektor abgebildet. Da der räumliche Abstand zwischen den Messebenen Δz deutlich größer als die Dicke des Lichtschnitts ist, ist die Schärfentiefe ein erheblicher Faktor für die Schärfe der Abbildung. In diesem Abschnitt werden die Skalierung der Bildebene auf die Objektebene, sowie die Schärfentiefe erläutert.

Skalierung und Verzerrung

Generell erfolgt die Transformation der Koordinaten der Objektebene in die Koordinaten der Bildebene durch den Abbildungsmaßstab M_0 , der sich aus dem Verhältnis der Bildweite b zur Gegenstandsweite g berechnet:

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = M_0 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}, \text{ mit } M_0 = \frac{b}{g}. \quad (3.5)$$

Die Koordinaten der Objektebene (x, y) werden dabei in Metern angegeben und die der Bildebene (X, Y) in Pixel. Im realen Experiment am optischen Verbrennungsmotor entstehen insbesondere aufgrund der Beobachtung durch den Glasring Verzerrung der Abbildung [120]. Dies erfordert für die Transformation der Koordinaten ein Verfahren höherer Ordnung, um die Verzerrungen zu korrigieren. Soloff et al. [137] untersuchen dazu die Verwendung von Polynomen verschiedener Ordnung. In dieser Arbeit fällt die Wahl für die Verzerrungskorrektur auf ein Polynom 3. Ordnung. Dieses wird mit Hilfe der Aufnahme eines Punktmusters in der Messebene bestimmt. Für eine Beurteilung des Einflusses der Korrekturfunktion auf die Strömungsfeldmessungen im optischen Motor sei auf die Arbeiten von Baum [14] und Reuss et al. [120] verwiesen.

Aufgrund der Dicke des Lichtschnitts Δz_L und der Krümmung der Objektebene durch den Glaszylinder, muss die Schärfentiefe der Abbildung bei planaren PIV-Messungen berücksichtigt werden. Da bei den durchgeführten multiplanaren Messungen der Ebenenabstand mit $(\Delta z \gg \Delta z_L)$ wesentlich größer ist, wird die Schärfentiefe in diesem Kontext diskutiert.

Schärfentiefe

Die prinzipiellen Aspekte der Schärfentiefe sind in Abbildung 3.4 durch ein Einlinsensystem approximiert. Bei gegebener Bildweite b wird ein Punkt in der Objektebene P_0 mit der Gegenstandsweite g scharf als Punkt P'_0 in der Bildebene abgebildet. Variiert die Gegenstandsweite um Δg_h bei konstantem b , wird P_1 nicht mehr als Punkt sondern als Zerstreuungskreis mit dem Durchmesser ζ in der Bildebene abgebildet. Allerdings haben

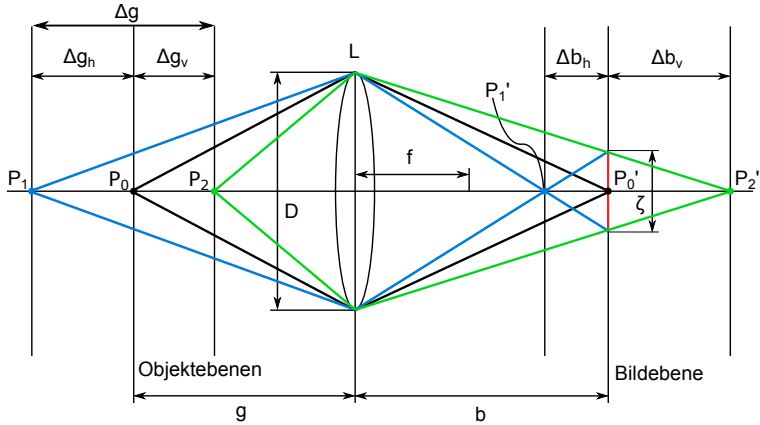


Abbildung 3.4: Schema zur Erörterung der Schärfentiefe, nach [20].

reale Detektoren ein begrenztes Auflösungsvermögen, wodurch bis zu einer bestimmten Objektgröße nicht zwischen einem Punkt bzw. Kreis unterschieden werden kann [128]. Daraus ergibt sich ein Bereich für die Gegenstandsweite Δg , in dem Objekte als scharf wahrgenommen werden, der auch als Schärfentiefe bezeichnet wird. Unter Angabe des Durchmessers des minimal auflösbaren Zerstreuungskreises ζ_{\min} , kann die Schärfentiefe approximiert werden:

$$\Delta g \approx 2 \left(\frac{1 + M_0}{M_0^2} \right) F \zeta_{\min}. \quad (3.6)$$

Offensichtlich ist die Schärfentiefe bei konstantem ζ_{\min} eine Funktion des Abbildungsmaßstabs und der Blendenzahl F . Für $M_0 < 1$ führt ein kleiner Abbildungsmaßstab und eine hohe Blendenzahl zu einer großen Schärfentiefe. Daraus geht ein Zielkonflikt zwischen hoher Schärfentiefe auf der einen Seite und Signalintensität sowie räumlicher Auflösung auf der anderen Seite hervor.

In dieser Arbeit beträgt der maximale Abstand Δz zwischen zwei Messebenen, die mit einem Detektor erfasst werden, 18 mm. Die Messenanordnung ist in Kapitel 4.3 ausführlich beschrieben. In Tabelle 3.2 wird für zwei relevante Auflösungen des Detektors die Schärfentiefe nach Formel 3.6 berechnet. Die Ausmaße der Objektebene wurden

Tabelle 3.2: Approximation der Schärfentiefe für zwei relevante Detektorauflösungen, bei konstantem Ausmaß der Objektebene von $72 \times 45 \text{ mm}^2$.

Auflösung Detektor	ζ_{\min}	F	M_0	Δg
1024 x 764 Pixel	40 μm (2 Pixel)	5,6	0,29	6,9 mm
640 x 424 Pixel	40 μm (2 Pixel)	5,6	0,18	16,3 mm

dabei nicht verändert. Es wurde die größt mögliche Blendenzahl gewählt, bei der noch ausreichend Signalintensität für die Detektion der Partikel vorhanden war. Für den minimal zulässigen Zerstreuungskreisdurchmesser wurde die Länge zweier benachbarter

Pixel des digitalen Detektors ($\zeta_{\min} = 40 \mu\text{m}$) verwendet. Wie Abbildung 3.5 zeigt, liegt nach Westerweel [169] bei einem Partikelbilddurchmesser von 2 Pixeln ein Optimum für die theoretische Unsicherheit der PIV. Aufgrund der geringen Partikelgröße ist somit ein geringe Defokussierung der Partikel erwünscht, um Effekte wie *Peak-Locking*⁷ zu vermeiden [92, 118]. Aus Tabelle 3.2 geht hervor, dass bei einer Abbildung der Objekt-

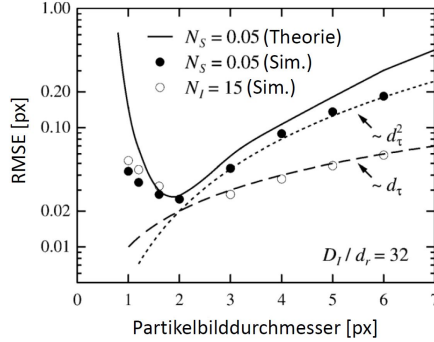


Abbildung 3.5: Einfluss des Partikelbilddurchmessers auf die theoretischen Unsicherheiten der PIV, aus [169].

ebene auf der gesamten Breite (1024 Pixel) des digitalen Detektors die Schärfentiefe $\Delta g = 6,9 \text{ mm}$ deutlich kleiner als der untersuchte Ebenenabstand Δz ist. Erst eine signifikante Reduktion des Abbildungsmaßstabs führt zu einer Schärfentiefe in der Nähe des Ebenenabstands. Gleichzeitig wird dadurch die räumliche Auflösung des Detektors erheblich reduziert. Außerdem nimmt die Signalintensität mit reduzierten M_0 ab. Eine ausführliche Diskussion der Einflüsse dieser Faktoren auf die Qualität und Unsicherheit der PIV ist in Kapitel 6.2 zu finden.

3.2 Laser-Scanning

Zentrale Zielsetzung dieser Arbeit ist die volumetrische Erfassung der innermotorischen Strömung. Dazu werden in parallelen Ebenen, die äquidistant über den Brennraum verteilt sind, 2D2C-HS-PIV Messungen durchgeführt. Dafür muss die Position des Lichtschnitts sequenziell verändert werden. Dieser Vorgang wird als Laser-Scanning bezeichnet, wobei in dieser Arbeit hohe Anforderungen an Repetitionsrate und Positionsgenauigkeit der Methode gestellt werden. An dieser Stelle werden gängige Laser-Scanning-Methoden vorgestellt und die Methode der Wahl detaillierter beschrieben.

Die Arbeiten von Römer und Bechtold [123] bzw. Bechtold et al. [19] geben ein gute Übersicht zu möglichen Laser-Scanning-Methoden und erläutern die jeweiligen Vor- und Nachteile. Demnach lassen sich Laser-Scanning-Methoden grundsätzlich in zwei Kategorien einteilen: Scanner mit bewegten Bauteilen und Scanner ohne bewegte Bauteile.

Erstere wurde in Form eines rotierenden Polygonspiegels von Weinkauff et al. [165], Patrie et al. [101] und Brücker [27] erfolgreich eingesetzt. Dabei konnte von Weinkauff

⁷Peak-Locking tritt auf, wenn Partikel lediglich auf einem Pixel abgebildet werden. Dadurch wird eine Bestimmung der Partikelverschiebung im sub-Pixel-Bereich verhindert, was die Präzision der PIV dramatische verschlechtert.

et al. [165] trotz systembedingter Trägheit eine vergleichsweise hohe Repetitionsrate ($f_{\text{scan}} = 10 \text{ kHz}$) bei sehr guter Präzision der Laserposition erreicht werden. Allerdings sind durch geometrische Randbedingungen die Scanning-Konfigurationen nicht frei definierbar und das System ist aufgrund hoher Wärmeentwicklung störanfällig. Galvanometerspiegel sind eine weitere Form der mechanischen Laser-Scanner, die durch eine hochfrequente oszillierende Drehbewegung die Position des Lichtschnitts verändern. In der Verbrennungsdiagnostik wurde diese Methode von Wellander et al. [166], Cho et al. [36], Thurow et al. [150, 152] und Hult et al. [62] verwendet. In Kombination mit PIV wurde ein Galvanometerspiegel zum Laser-Scanning von Brücker [28], Melnick et al. [90] und Zhang et al. [183] eingesetzt. Mit der Methode kann eine hohe Anzahl von unterschiedlichen Laser-Positionen realisiert werden, wobei diese frei konfigurierbar sind [123]. Allerdings ist die Repetitionsrate im Anwendungsfall begrenzt ($f_{\text{scan}} \approx 2 \text{ kHz}$). Zudem ist die Präzision der Laserposition durch die unstete oszillierende Bewegung des Spiegels schlechter als bei alternativen Scanning-Methoden.

Zur zweiten Kategorie der Laser-Scanner zählen optische Festkörperdeflektoren, die ohne bewegliche Komponenten die Position des Lasers verändern. Diese beruhen entweder auf dem elektrooptischen Effekt (Elektrooptische Deflektoren, kurz: EOD) oder dem akustooptischen Effekt (Akustooptische Deflektoren, kurz: AOD) [19, 123]. Da keine Massen beschleunigt werden, können sehr hohe Repetitionsraten realisiert werden ($f_{\text{scan}} \approx 100 \text{ kHz}$), die zudem frei konfigurierbar sind. Die Präzision der Position des Lichtschnitts ist ebenfalls sehr gut. Für die Anwendung in der bildgebenden HS-Laserdiagnostik wurden Machbarkeitsstudien mit einem AOD-Scanner von Thurow und Satija [149, 151] durchgeführt. Li et al. [79] haben erstmals einen AOD verwendet, um Scanning-HS-PIV Messungen an einer abgehobenen Jet-Flamme durchzuführen. Dabei konnte eine sehr gute Präzision der Laserposition festgestellt werden. Nachteil der Methode sind signifikante Pulsenergieverluste ($\sim 50 \%$) aufgrund der Beugungseffizienz des AODs. Allerdings überwiegen durch die Flexibilität der Scanner-Konfiguration (Anzahl Ebenen, Abstand Ebenen, Repetitionsrate), der hohen Scanfrequenz und der sehr guten Positionspräzision die Vorteile dieser Methode, weshalb in dieser Arbeit ein AOD in Anlehnung an den experimentellen Aufbau von Li et al. [79] verwendet wird. Im nächsten Abschnitt werden der AOD und der akustooptische Effekt erläutert.

3.2.1 Akustooptischer Deflektor

Die Ablenkung des Laserstrahls im AOD basiert auf dem akustooptischen Effekt, wobei für die Ansteuerung der inverse piezoelektrische Effekt genutzt wird [38]. In Abbildung 3.6 ist der Effekt der akustooptischen Strahlablenkung schematisch dargestellt. Ein piezoelektrischer Aktor erzeugt hochfrequente Schallwellen, die durch das optische Medium propagieren und an der gegenüberliegenden Seite absorbiert werden, um ein stehende Welle durch Reflexion zu vermeiden. Dabei treten elektromagnetische Wellen und Schallwellen in Wechselwirkung. Die Schallwellen verändern den mechanischen Spannungszustand des optischen Mediums, was Aufgrund der Photoelastizität⁸ zu einer Änderung des Brechungsindex führt. Die longitudinalen Schallwellen bewirken eine periodische Dichteveränderung im optischen Festkörper. Da die Lichtgeschwindigkeit deutlich höher als die Schallgeschwindigkeit ($c \gg v_{\text{ak}}$) und die Ausdehnung des einfallenden Lichtbündels größer als die Periodenlänge der Schallwelle ist, liegt für das Licht eine quasi-statische Brechungsindexmodulation im Festkörper vor. Damit erfolgt eine Beugung des Lichts wie in einem

⁸Die Photoelastizität beschreibt den Zusammenhang zwischen mechanischen und optischen Eigenschaften eines Festkörpers

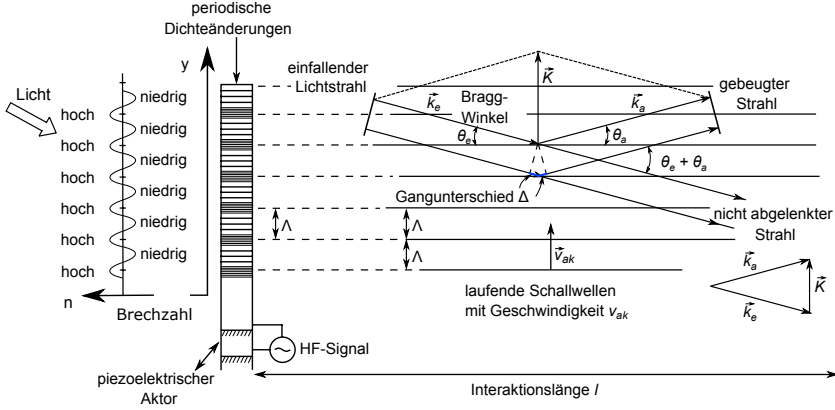


Abbildung 3.6: Schema der akustooptischen Strahlablenkung, nach [102].

optischen Gitter. Durch Modulation der Schallfrequenz mit Hilfe des piezoelektrischen Aktors kann Aufgrund des Zusammenhangs zur Schallgeschwindigkeit

$$\frac{v_{ak}}{f_{ak}} = \Lambda, \quad (3.7)$$

die Periodenlänge der Schallwelle und damit der Gitterabstand Λ variiert werden. Für das Verhältnis von Gitterabstand zur Wellenlänge des Lichts muss die Bedingung $l \gg \Lambda^2/\lambda$ erfüllt sein [64], dabei ist l die Interaktionslänge zwischen Schallwelle und Licht innerhalb des optischen Mediums.

Aus dem Gangunterschied und der Bedingung für konstruktive Interferenz

$$\Delta = 2\Lambda \sin \Theta \quad \text{mit} \quad \Delta = m\lambda \quad \text{und} \quad \Theta_e = \Theta_a = \Theta \quad (3.8)$$

folgt für die Beugung erster Ordnung ($m = 1$) die *Braggsche Gleichung* [102]:

$$\sin \Theta = \frac{\lambda}{2\Lambda} = \lambda \frac{f_{ak}}{2v_{ak}}. \quad (3.9)$$

Die Winkel Θ_e und Θ_a werden zwischen der Normalen der Schallwelle und dem einfallenden Wellenvektor des Lichts \vec{k}_e bzw. dem ausfallenden Lichtwellenvektors der Beugung erster Ordnung \vec{k}_a , gebildet.

Aus Gleichung 3.8 wird ersichtlich, dass die *Braggsche Gleichung* nur für ein bestimmtes Paar von Λ und Θ Gültigkeit besitzt. Im Experiment wird der Anstellwinkel zwischen AOD und Laser, und damit Θ_e , nicht verändert. Durch Modulation der Schallfrequenz wird der Gitterabstand Λ verändert, wodurch die *Braggsche Gleichung* nicht mehr erfüllt ist. Dies führt zu signifikanten Beugungsverlusten aufgrund nicht abgelenkter Lichtstrahlen 0. Ordnung. Um diese Verluste zu minimieren wird die Frequenzmodulation beschränkt und kleine Änderungen des Winkels $\Delta\Theta_a$ realisiert.

Die Beugungseffizienz ist außerdem von der Polarisationsrichtung des Lichts abhängig. Dabei ist s-polarisiertes Licht senkrecht zu den Furchen des optischen Gitters polarisiert und weist eine höhere Beugungseffizienz auf als p-polarisiertes Licht, das parallel zum Gitter polarisiert ist [13, 71].

Details zu dem verwendeten AOD und dessen Integration in den Messaufbau werden in Kapitel 4.3.1 beschrieben.

Die Beruhigungskammer hat ein Volumen von ca. 18 l bei einem Durchmesser von ca. 30 cm, wodurch die Einlassströmung verzögert wird und Druckschwingungen im Saugrohr gedämpft werden. Dadurch lassen sich reproduzierbare Einlassrandbedingungen herstellen. Neben dem Hauptluftstrom ist ein Partikelgenerator (*Palas AGK 2000*) an die Beruhigungskammer angeschlossen. Dieser wird mittels eines weiteren Massenflussreglers (*Brooks 5850S*) mit Luft durchströmt, wo Silikonöl (*Dow Corning 510 Fluid 50 CST*) zerstäubt wird und die Luft mit den resultierenden Ölpartikeln angereichert wird. Diese haben einen mittleren Durchmesser von ca. 1 μm und dienen als Tracer für die PIV-Messungen (vgl. Kapitel 3.1.2). In der Beruhigungskammer werden beide Luftmassenströme gemischt, wodurch eine homogene Tracer-Partikeldichte erreicht wird. Anschließend wird die Partikel beladene Luft über den Luftsammler in den Motor geleitet.

Abgasseitig befindet sich eine baugleiche Beruhigungskammer, die Druckschwingungen im Abgasstrang dämpft und somit Rückreflexionen der Druckwellen in den Brennraum vermindert. Stromabwärts folgt eine Abgasklappe, um den Gegendruck im Abgas auf ein Niveau äquivalent zum Vollmotor zu regulieren. Als Regelparameter wird der Druck p_{aus2} verwendet. Abschließend wird das Abgas über eine aktive Absaugung aus dem Labor geleitet.

Die Kraftstoffversorgung des Motors erfolgt über einen 0,5 l Kraftstoffbehälter unter einem Kraftstoffdruck p_B von 200 bar. Als Kraftstoff wird nicht näher spezifiziertes Super E10 (95 Oktan, max. 10 % Ethanol) verwendet. Um Fluktuationen im Kraftstoffdruck zu vermeiden und somit reproduzierbare Einspritzbedingungen herzustellen, wird komprimierter Stickstoff für die Bereitstellung des notwendigen Drucks eingesetzt.

Tabelle 4.1: Messgrößen des Motorprüfstands, dargestellt in Abbildung 4.1.

Bezeichnung	Formelzeichen	Einheit
<i>Kurbelwinkelbasierte Größen</i>		
Kurbelwinkel	$^\circ\text{KW}$	Deg
Zylinderinnendruck	p_{zyl}	bar
Saugrohrdruck (Einlass)	p_{saug2}	bar
Abgasrohrdruck	p_{aus1}	bar
Zündspannung	U_Z	V
Zündstromstärke	I_Z	A
<i>Zeitbasierte Größen</i>		
Einlasstemperatur	T_{saug2}	K
Abgastemperatur	T_{aus1}	K
Saugrohrdruck (Beruhigungskammer)	p_{saug1}	bar
Beruhigungskammertemperatur (Einlass)	T_{saug1}	K
Abgasegendruck	p_{aus2}	bar
Kraftstoffraildruck	p_B	bar
Luft-Brennstoff-Verhältnis	λ	-
Luftmassenstrom	\dot{m}_L	kg/s
Partikelluftstrom	\dot{m}_P	kg/s

Relevante Messgrößen zur Überwachung und Regelung des Prüfstandes sowie zur Erfassung der innermotorischen Prozesse sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Messgrößen können in zwei Kategorien unterteilt werden: Kurbelwinkelbasierte Größen und zeitbasierte Größen.

Kurbelwinkelbasierte Messgrößen

Kurbelwinkelbasierte Größen sind mit der momentanen Winkellage des Kolbens über das *IndiModul* (AVL *Indimodul 622*) synchronisiert und werden auch als Indizierung bezeichnet. Die Winkellage des Kolbens wird mit einem optischen Winkelaufnehmer (AVL 365) erfasst. Zur Druckmessung im Einlasskanal direkt vor dem Motor und im Auslasskanal ($p_{\text{saug}2}$ und $p_{\text{aus}1}$) sowie im Zylinder ($p_{\text{zy}1}$) werden piezoelektrische Drucksensoren verwendet (Einlass: *Kistler 4045A*; Auslass: *Kistler 4075A*; Zylinder: *Kistler 6061B*), deren Signale in Ladungsverstärkern (Einlass, Auslass: *Kistler 4665*; Zylinder: *Kistler: 5064*) aufbereitet werden. Für die Überwachung des Kraftstoffdrucks wird ebenfalls ein piezoelektrischer Hochdrucksensor (*Kistler 4065A*) benutzt, dessen Signal im Ladungsverstärker der Ein- und Auslassdruckquarze aufbereitet wird. Außerdem werden zur Aufzeichnung der Zündung die Stromstärke (*FOS OCS200*) und die Spannung (*Tectronix P6015A*) an der Zündkerze sekundärseitig erfasst. Zur Visualisierung und Bearbeitung der Indizierung wird die kommerzielle Software *Indicom* (AVL *Indicom 4.6*) verwendet.

Zeitbasierte Messgrößen

Die zeitbasierten Messgrößen dienen primär der Regelung und Überwachung des Prüfstands und werden in der Prüfstandssoftware *Tornado* (KS *Tornado Runtime 4.0*) verarbeitet. Zur Temperaturerfassung werden an allen Temperaturmessstellen Thermoelemente vom Typ K eingesetzt. Die Thermospannung wird in einem Mehrkanal-Messmodul (*imc CANSAS SC16*, 16 bit) aufbereitet und an die Prüfstandssoftware übergeben. Die Druckmessungen mit anschließender Signalaufbereitung erfolgt mittels eines Mehrkanal-Druckmoduls (*imc CANSAS P8*, 16 bit). Die Signale werden über Schläuche von den Druckmessstellen zu den Drucksensoren geleitet. Durch die Leitungslänge werden hochfrequente zyklische Druckschwingungen, die vor Allem in der Einlass- und Auslassphase während des Motorbetriebs in den jeweiligen Kanälen entstehen, gedämpft. Dadurch eignen sich diese Messstellen für eine reproduzierbare Regelung der Druckrandbedingungen, wobei die im vorherigem Absatz beschriebenen Druckmessungen der Indizierung der detaillierten Analyse der motorischen Prozesse dienen. Im Falle der Messstelle $p_{\text{aus}2}$ ist eine zusätzliche Beruhigungskammer (ca. 2 l) zwischengeschaltet, die neben der Dämpfung zur Kühlung des Abgases dient, um die Drucksensoren zu schützen. Zur Dokumentation mittelt *Tornado* sämtliche Messgrößen über einen definierten Zeitraum während der Messung und speichert diese in einem Messprotokoll. Die relevanten zeitbasierten Messgrößen werden zusätzlich an *Indicom* übergeben und für spätere Analysen zusammen mit der Indizierung zeitaufgelöst gespeichert.

4.2 Der optisch zugängliche Motor

Das zentrale Element des Prüfstands bildet der optisch zugängliche Motor, welcher in dieser Arbeit untersucht wird. Er basiert auf einem 4-Ventil-Einzyylinderaggregat mit oben liegenden Nockenwellen. Die Geometrie des Brennraums mit einem giebelförmigen Brennraumdach sowie einer Kolbenmulde ist äquivalent zur Geometrie eines Serienmotors, wodurch die Ergebnisse übertragbar sind und zur Motorenentwicklung verwendet werden können. Abbildung 4.2 zeigt eine nicht maßstabsgetreue Skizze des optischen Motors. Die Konstruktion des Zylinderkopfes ermöglicht, aufgrund der zentralen Lage des Injektors mit räumlicher Nähe zur Zündkerze, die Applikation von strahlgeführten Brennverfahren (vgl. Kapitel 2.1). Beide sind in der zentralen Symmetrieebene (Mittellebene) des Motors

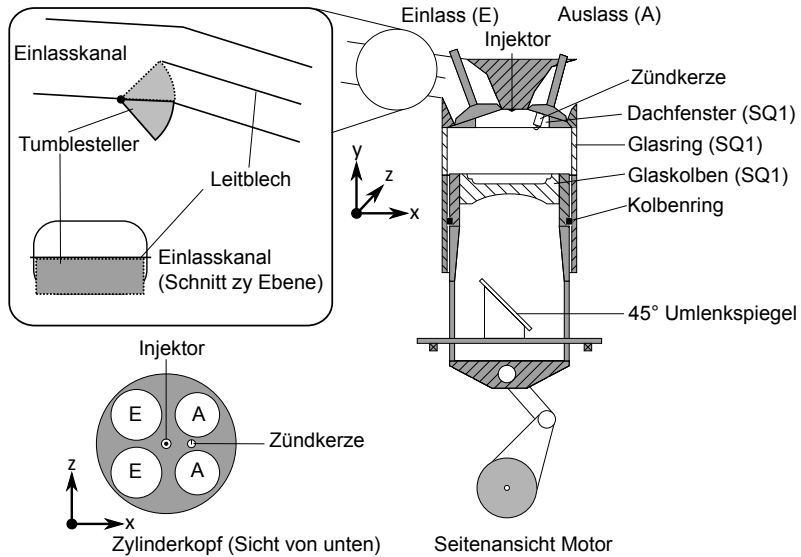


Abbildung 4.2: Skizze des optischen Motors mit Detailansicht des Einlasskanals.

positioniert, wobei der Injektor um 2 mm von der Brennraummitte zu den Einlassventilen verschoben ist und die Zündkerze zwischen den Auslassventilen sitzt. Bei dem verwendeten Injektor handelt es sich um einen nach außen öffnenden Piezoinjektor (*Bosch, HDEV 4.1*), der an die 200 bar Kraftstoffleitung angeschlossen ist.

Um einen optischen Zugang für die verwendete Messtechnik zu ermöglichen, unterscheidet sich der optische Motor in einigen zentralen Punkten von einem geometrisch äquivalenten Einzylinderaggregat. Für den Zugang von unten ist der Kolben durch eine sogenannte Bowditch Extension um 264 mm verlängert. Diese ist in der Symmetrieebene auf einer Breite von 40 mm offen, um Optiken unterhalb des Brennraums zu positionieren. Der obere Teil der Verlängerung besitzt einen Kolbenboden aus Quarzglas (SQ1), dessen Oberseite der Serienkontur entspricht. In die Unterseite ist eine konkave Zylinderlinse eingearbeitet. Der seitliche Zugang wird mit einem Quarzglasring von 35 mm Höhe direkt unterhalb des Zylinderkopfs realisiert, der einen Teil der Laufbuchse ersetzt. Um ein Verkratzen des Glasrings zu vermeiden, sind die Kolbenringe nach unten versetzt. Dadurch wird die Höhe des Feuerstegs vergrößert. Außerdem gewährt ein giebelförmiges Fenster im Zylinderkopf optischen Zugang zu dem Bereich unterhalb des Brennraumdachs. Geometrische Details des Motors für die beiden untersuchten Geometrievariationen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Beim nominellen ϵ handelt es sich um das Verdichtungsverhältnis, das auf Basis der Geometrie berechnet wird. Aufgrund der genannten Modifikation, insbesondere der Erhöhung des Feuerstegs, weicht das dynamische ϵ vom nominellen ab. Das reale Verdichtungsverhältnis wird während des geschleppten Motorbetriebs mit Hilfe der Indizierung berechnet.

Einlasskanal Die Strömung im Einlasskanal bestimmt im entscheidenden Maße die innermotorische Strömung [55],[67]. Dabei ist insbesondere das Niveau und die Lage

Tabelle 4.2: Geometrische Abmaße des optisch zugänglichen Motors.

Bezeichnung	Referenzgeometrie	Geometrie 2
Kolbenhub	92 mm	92 mm
Bohrung	83 mm	83 mm
Hubraum	498 cm ³	498 cm ³
Einlassventilhub	9,5 mm	10,5 mm
Auslassventilhub	10 mm	10 mm
Verdichtungsverhältnis (ϵ nominell)	10,5	9,5
Verdichtungsverhältnis (ϵ dynamisch)	8,8	8,2

der Tumbleströmung (vgl. 2.1) relevant für den Brennverlauf [23, 142]. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss der Tumbleströmung auf ausgewählte Brennverfahren untersucht. Abbildung 4.2 zeigt eine Detailansicht des Einlasskanals inklusive der geometrischen Applikationen, um den innermotorischen Tumble gezielt zu variieren. In der vertikalen Mitte des Einlasskanals befindet sich ein Leitblech, das die obere und untere Hälfte des Kanals separiert und bis zu den Einlassventilen reicht. Stromaufwärts des Leitblechs befindet sich der Tumblesteller (TS), welcher stufenlos im Winkel von 0° bis 45° verstellt werden kann. In der 0° Position ist der TS vollständig unterhalb des Kanals versenkt und der gesamte Querschnitt des Kanals durchströmt. In der 45° Position schließt der TS bündig mit dem Leitblech ab, wodurch die untere Hälfte des Kanals komplett versperrt ist. Aufgrund der Querschnittsverengung wird die Kanalströmung beschleunigt und folglich die Einströmgeschwindigkeit in den Brennraum deutlich erhöht. Dies führt zu einer verstärkten Ladungsbewegung bzw. Tumbleströmung. Somit können ohne Modifikationen am Prüfstand verschiedene Tumbleströmungen untersucht werden.

Ventilsteuerung Neben der Einlasskanalgeometrie ist die Ventilsteuerung von Bedeutung für die Strömungsformung während der Einlassphase. Die Ventile des untersuchten Motors werden durch oben liegende Nockenwellen gesteuert, die über einen Zahnriemen von der Kurbelwelle angetrieben werden. Abbildung 4.3 zeigt die Ventilhubkurven der Einlass- und Auslassventile, wobei die Hubkurve der Einlassventile für drei Ventilsteuerzeiten dargestellt ist. Als Ventilsteuerzeit bezeichnet man den Zeitpunkt der Ventilöffnungen (Einlass öffnet, EÖ). Hier gilt der das Einlassventil ab einem Hub von 3 mm als geöffnet.

Die Hubkurve der Einlassventile hat vor dem EÖ ein Plateau mit einem konstantem Hub von 2 mm über 50° KW. Dadurch überschneiden sich die Hubkurven und beide Ventile sind in diesem Zeitraum gleichzeitig geöffnet, wodurch das Abgas des vorherigen Zyklus zurück in den Brennraum gesaugt wird. Um diesen Restgasgehalt zu variieren, werden unterschiedliche Ventilsteuerzeiten untersucht. Durch Verstellen der Nockenwelle relativ zum Zahnriemen kann die Ventilsteuerzeit in $22,5^\circ$ KW Inkrementen geändert werden. Neben den Auswirkungen des Restgasgehaltes auf die Verbrennung soll auch der Einfluss der Ventilsteuerzeit auf die innermotorische Strömung untersucht werden.

4.2.1 Variation der Geometrie

Neben den Variationen der Einlassparameter werden Strömungsuntersuchungen mit unterschiedlichen Brennraum- bzw. Nockenwellengeometrien durchgeführt. Die zuvor beschriebenen Variationen von Einlasssteuerzeit und Tumblesteller werden an der Referenzgeometrie durchgeführt. In Abbildung 4.4 sind die Ventilhubkurven der verwendeten Nocken-

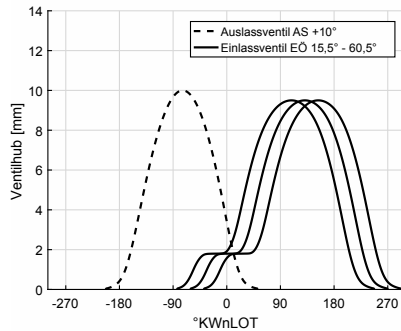


Abbildung 4.3: Ventilhubkurve für Einlassventil mit Plateau und Auslassventil in $^{\circ}\text{KW}$ nach Ladungswechsel OT, das Einlassventil ist für drei Ventilsteuerzeiten dargestellt ($15,5^{\circ}$, 38° und $60,5^{\circ}$), EÖ: Einlass öffnet, AS: Auslass schließt.

wellenprofile dargestellt. Im Vergleich zur Plateaunocke hat die Vollhubnocke einen um 1 mm vergrößerten Maximalhub, während die Breite des Profils⁹ um 22°KW reduziert ist.

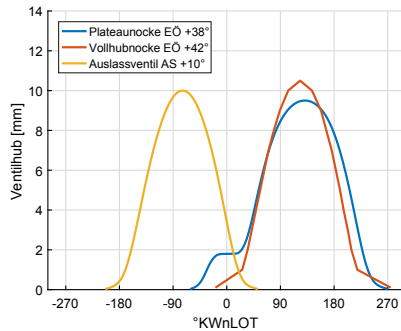


Abbildung 4.4: Vergleich der Ventilhubkurven der untersuchten Einlassnockenwellenprofile, EÖ: Einlass öffnet, AS: Auslass schließt.

Zentraler Unterschied der Geometrieviation des Brennraums ist die Neigung der Einlasskanäle. Wie in Abbildung 4.5 skizziert, ist bei Geometrie 2 im Vergleich zur Referenzgeometrie der Einlasskanal steiler geneigt. Damit einher geht eine flachere Neigung der Ventilsitze, wodurch das Brennraumdach ebenfalls eine andere Kontur besitzt. Es sei anzumerken, dass die Untersuchungen an Geometrie 2 ausschließlich mit der Vollhubnockenwelle durchgeführt wurden. Die Referenzgeometrie wurde standardmäßig mit Plateaunockenwelle untersucht, wobei für einen Vergleich die Vollhubnockenwelle ebenfalls eingesetzt wurde.

⁹Die Breite ist von Einlass öffnet bei 3 mm Hub bis Einlass schließt bei 3 mm Hub definiert. Das Plateau ist nicht berücksichtigt

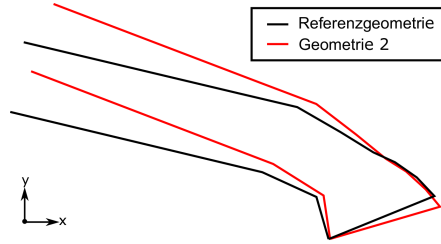


Abbildung 4.5: Schematischer Vergleich der untersuchten Einlasskanalgeometrien.

4.3 Experimenteller Aufbau

Dieser Abschnitt beschreibt den experimentellen Aufbau zur Untersuchung des innermotorischen Strömungsfeldes. Zu diesem Zweck wurden zeitlich aufgelöste planare PIV-Messungen quasi simultan in mehreren Ebenen durchgeführt. Dazu wurden im Rahmen der Arbeit verschiedene Ansätze verfolgt, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden. Dabei wurde primär der akustooptische Deflektor (AOD) zum Scannen der Messebenen verwendet. Die experimentellen Aufbauten werden ausgehend von dem AOD-Ansatz beschrieben und etwaige Unterschiede an gegebener Stelle explizit erwähnt.

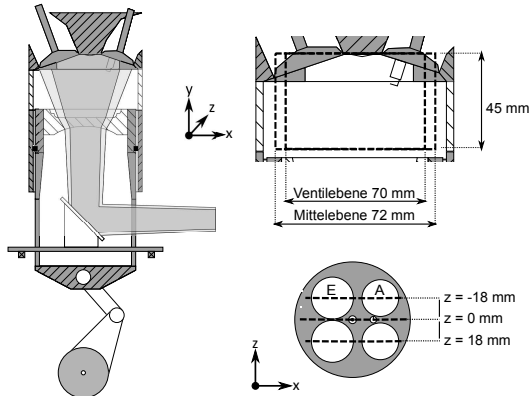


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der untersuchten Ebenen, Links: Einkopplung des Laserlichts in den Brennraum, Rechts: Abmessungen und Position der Messebenen.

4.3.1 Beleuchtung

Die Beleuchtung der Messebenen erfolgte durch Einkoppeln des Laserlichts über den 45°-Spiegel im Kurbelgehäuse durch den gläsernen Kolbenboden. Dies ist in Abbildung 4.6 schematisch dargestellt. Aufgrund von Totalreflexion an den Stufen der Kolbenmulde gelangt Licht lediglich durch die plane Fläche innerhalb der Kolbenmulde. Daher ist in

die Unterseite des Kolbenbodens eine konkave Zylinderlinse gearbeitet, um die Divergenz des Lichtschnitts zu erhöhen und die wandnahen Bereiche des Kolbens zu beleuchten. Allerdings hängt die beleuchtete Fläche dadurch von der Kolbenposition ab und nimmt bei der Aufwärtsbewegung des Kolbens kontinuierlich ab. Die maximale Höhe und Breite des Messfensters werden durch den Glasring und das Dachfenster begrenzt. Aufgrund der Zylinderkrümmung entstehen in den wandnahen Bereichen starke Abbildungsverzerrungen [120], weshalb das Messfenster nicht die volle Breite des Brennraums umfasst. Neben der Mittelebene wurde in den beiden Ventilebenen symmetrisch dazu gemessen. Die Ventilebenen liegen im Mittelpunkt des Einlassventils parallel zur Mittelebene, was zu einem Abstand von jeweils 18 mm führt, dargestellt in Abbildung 4.6 rechts. In dieser Arbeit wird global ein kartesisches Koordinatensystem verwendet, dessen Ursprung im Mittelpunkt des Brennraums auf Höhe der Unterkante des Zylinderkopfs liegt. Dem entsprechend wird im Folgenden die Mittelebene als Ebene $z=0$ bezeichnet und die beiden Ventilebenen als Ebene $z=18$ bzw. $z=18$. Im Rahmen der Arbeit wurden unterschiedliche experimentelle Aufbauten verwendet, um den Laser in den Brennraum einzukoppeln. Diese werden separat beschrieben.

PIV-Aufbau mit AOD-Scanner

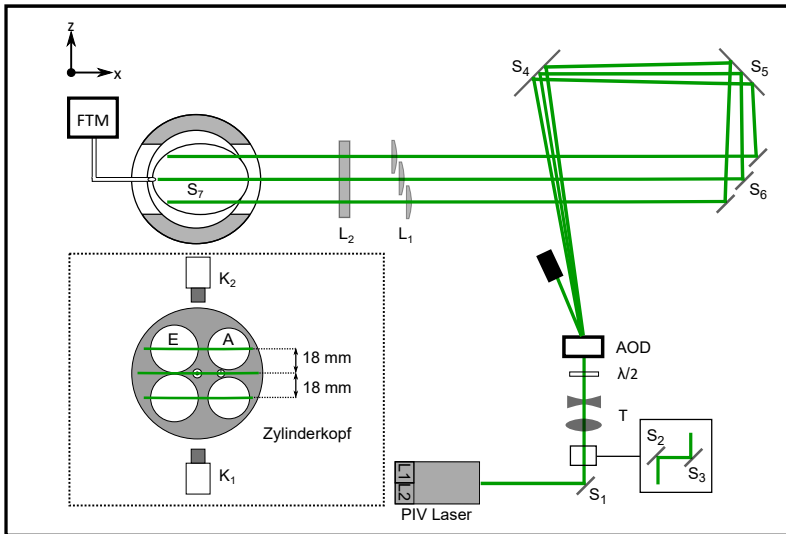


Abbildung 4.7: Optischer Aufbau der multiplanaren PIV Messung unter Verwendung des AOD-Scanners.

Der experimentelle Aufbau zur Einkopplung des Laserlichts in den Brennraum unter Verwendung des AOD-Scanners ist in Abbildung 4.7 skizziert. Dieser wurde für die multiplanaren Strömungsmessungen an der Referenzgeometrie verwendet. Der optische Aufbau basiert auf der Arbeit von Li et al. [79] und wurde für die Anwendung am optischen Motor adaptiert. Dafür wurde ein frequenzverdoppelter Doppelpulslaser

verwendet (Festkörperlaser Nd : YVO₄ *Edgewave IS100*, $\lambda = 532$ nm, 1,1 mJ/pulse). Das Laserlicht der beiden Kavitäten ist kreuzpolarisiert (s-pol, p-pol) und wird in der Lasereinheit überlagert. Beide Kavitäten wurden bei jeweils 9 kHz Pulsfrequenz betrieben. Das überlagerte Licht wurde zunächst mittels hochreflektierender Spiegel (Beschichtung: 99,9 % Reflexion @ $\lambda = 532$ nm) über ein Periskop durch ein Teleskop (T) geleitet. Das Teleskop besteht aus zwei sphärischen Linsen ($f = +150$ mm, $f = -200$ mm) und dient der Reduktion des Strahlquerschnitts, um diesen voll umfänglich durch den Kristall des folgenden AOD zu leiten. Das einfallende Laserlicht wird im AOD gebeugt (vgl. Kapitel 3.2.1), wobei das ausfallende Licht 0. Ordnung in eine Strahlfalle geleitet wird und Licht 1. Ordnung zum scannen der Messebenen verwendet wird.

AOD-Scanner

Der verwendete AOD (*AA Opto-Electronic* 1-Achs Deflektor DTSX-400) ist für einen Wellenlängenbereich von 350 nm bis 1600 nm spezifiziert und hat eine aktive Apertur von 7,5 mm x 7,5 mm. Mit Hilfe eines extern triggerbaren Funktionsgenerators (*Key-sight 33500B*) wird eine Spannung von 0 V - 10 V angelegt, die über einen spannungsgesteuerten Oszillator (*AA Opto-Electronic DRFAxx*) mit nachgeschalteten Verstärker (*AA Opto-Electronic* AMPA-B-30) Schallwellen von 55 MHz bis 100 MHz im Kristall des AODs erzeugt. Aufgrund der Abhängigkeit des Brechungswinkels der 1.-Ordnung des Lichts von der Schallfrequenz (vgl. Kapitel 3.2.1), kann somit ein maximaler Scanwinkel $\Theta_{\text{scan}} = 2,35^\circ$ realisiert werden. Die maximale Beugungseffizienz für die 1.Ordnung liegt über 70 %. Allerdings ist dies abhängig von der Richtung des linear polarisierten Lichts und variiert zwischen 70 % und 5 % [78]. Die überlagerten Laserstrahlen sind kreuzpolarisiert, wodurch eine Verzögerungsplatte ($\lambda/2$ -Platte) eingangsseitig des AODs verwendet wird, um die Polarisationsrichtung beider Laser um 45° zu drehen. Somit werden beide Laser mit einer Effizienz von ca. 50 % gebeugt und haben ausgangsseitig die gleiche Intensität von ca. 0,55 mJ pro Laserpuls. Neben der Polarisationsrichtung ist die Beugungseffizienz auch bedingt abhängig vom Scanwinkel [78]. Um zusätzliche Intensitätsverluste zu vermeiden, wurde in dieser Arbeit der Scanwinkel auf $\Delta\Theta_{\text{scan}} = 0,9^\circ$ beschränkt, was einem angelegten Spannungsbereich von 5,5 V bis 9,5 V entspricht. Die verwendete Spannungsfunktion und Synchronisation mit den übrigen Komponenten des Aufbaus wird in Kapitel 4.3.3 beschrieben.

Die maximale Scanfrequenz f_{scan} ist durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle im Kristall des AODs limitiert. Nach Änderung der angelegten Spannung benötigt die Schallwelle neuer Frequenz mit einer Geschwindigkeit von $v_{\text{ak}} = 650$ m/s ca. 10,3 μ s, um durch den Kristall zu propagieren. Dies führt zu einer maximalen Scanfrequenz von ca. 97 kHz. Im Rahmen der Arbeit wurde eine Scanfrequenz von 9 kHz realisiert, was in Kapitel 4.4 näher erläutert wird. Die verwendeten Scanparameter sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Tabelle 4.3: Parameter des AOD-Scanners.

Bezeichnung	Wert und Einheit
Scanwinkel ($\Delta\Theta_{\text{scan}}$)	0,9°
Scanfrequenz (f_{scan})	9 kHz
Reaktionszeit	10,3 μ s
Beugungseffizienz	50 % \sim 0,55 mJ pro Puls
Apertur	7,5 mm x 7,5 mm

Nach dem AOD wurde das Laserlicht über die Spiegel S_4 und S_5 umgelenkt, um mit dem verwendeten Scanwinkel den maximalen Ebenenabstand von 36 mm zu realisieren. Anschließend wurde für jede Messebene ein separater Spiegel eingesetzt (S_6), damit die jeweiligen Strahlengänge unabhängig justierbar waren und parallel zum optisch zugänglichen Motor geleitet werden konnten. Zur Formung des Laserschnitts in den Messebenen wurden drei konvexe Zylinderlinsen (L_1 $f=+1000$ mm) benutzt, um den Lichtschnitt im Brennraum auf eine Halbwertbreite von 0,5 mm zu fokussieren. Abschließend wurde der Strahl mit einer konkaven Zylinderlinse (L_2 $f=-50$ mm) aufgeweitet und über den Spiegel im Kurbelgehäuse (S_7) in den Brennraum geleitet.

An der Oberkante des Spiegels S₇ ist ein Lichtleiter, der die gesamte Strahlung, die während der Verbrennung im Motor emittiert wird, sammelt. Diese wird an das Farb-Temperaturmessgerät (FTM) weitergeleitet und dort spektral getrennt.

Zwei-Ebenen-PIV

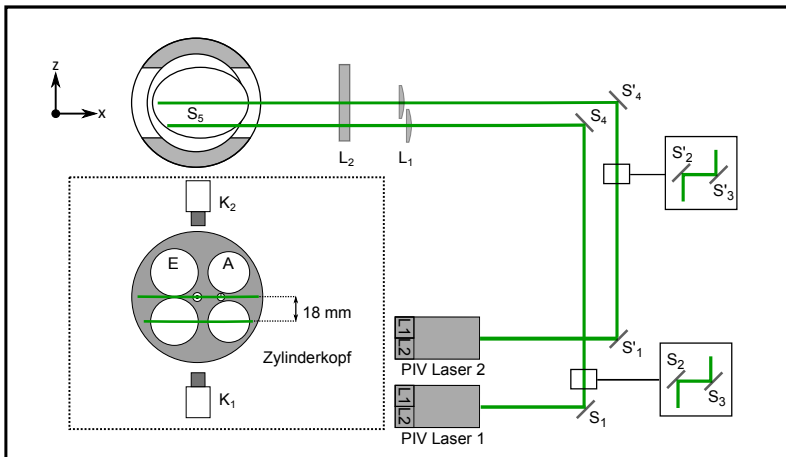


Abbildung 4.8: Optischer Aufbau für die zwei Ebene PIV Messung unter Verwendung zweier unabhängiger PIV-Systeme.

Außerdem wurde der in Abbildung 4.8 skizzierten Ansatz verfolgt, um multiplanare PIV-Messungen an Geometrie 2 durchzuführen. Hierbei wurden zwei Ebenen mit zwei separaten Doppelpulslasern beleuchtet. Laser 1 war derselbe wie im AOD-Aufbau und beleuchtete die vordere Ventilebene z-18. Der zweite Laser war ebenfalls ein frequenzverdoppelter Doppelpulslaser (Festkörperlaser ND : YVO₄ *Edgewave IS411-DE*, $\lambda = 532$ nm, 0,7 mJ/pulse)), dessen Lichtschnitt in der Mittelebene z₀ geformt wurde. Vorteil dieser Methode ist die höhere effektive Pulsenergie, da keine Beugungsverluste durch den Scanner auftreten. Ferner werden die in Kapitel 6.2 beschriebenen Einschränkungen aufgrund der reduzierten Pulsenergie durch den Scanner vermieden. Allerdings ist dieser Aufbau weniger flexibel und auf zwei Ebenen beschränkt. Außerdem ist ein zweiter Laser erforderlich, was den materiellen Aufwand deutlich erhöht.

Ein-Ebenen-PIV

Primär für eine Validierung der multiplanaren PIV-Messungen mit AOD-Scanner wurden Ein-Ebenen-PIV-Messungen in der Ebene z_0 durchgeführt. Der Aufbau wurde im Grundsatz mit denselben Komponenten realisiert und ist in Abbildung 4.9 abgebildet. Es wurde dabei nur die Kamera K1 zur Detektion verwendet und anstelle des AODs wurde der Laser direkt über den Spiegel S_4 auf die Mittelachse des Brennraums geleitet.

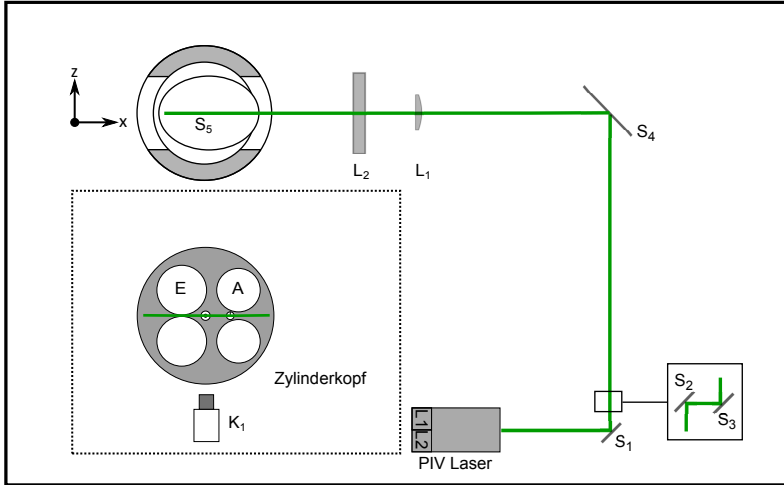


Abbildung 4.9: Optischer Aufbau für Ein-Ebenen-PIV in der Mittelebene.

4.3.2 Detektion

Zur Detektion der Mie-Streuung der PIV-Partikel, der Einspritzung sowie der Verbrennung wurden zwei 12-Bit-CMOS-Digitalkameras verwendet (K1: *Phantom v1610*, K2: *Photron SAX2*). Die Kameras waren jeweils im rechten Winkel zu den Messebenen auf den gegenüberliegenden Seiten des Motors angeordnet. Es wurden zwei Kameras verwendet, um alle drei Ebenen im Gesamtabstand von 36 mm ausreichend scharf abzubilden. Kamera 1 wurde verwendet, um die Ebene z_{-18} zu detektieren, während Kamera 2 für die Ebenen z_0 und z_{18} benutzt wurde. Die Anzahl der verwendeten Pixel und somit die räumliche Auflösung bei kleinerem Abbildungsmaßstab wurden für Kamera 2 reduziert, um die Schärfentiefe zu erhöhen und die Ebenen z_0 und z_{18} in hinreichender Qualität zu detektieren (vgl. Kapitel 3.1.3). Im Sinne der Vergleichbarkeit wurde die Auflösung von Kamera 1 entsprechend angepasst. Basierend auf einer finalen Korrelationsfenstergröße von 24×24 Pixel bei der PIV-Auswertung konnte eine räumliche Auflösung von 2,5 mm erreicht werden, die in der Größenordnung vergleichbarer Arbeiten liegt [142] [14]. Eine ausführliche Diskussion des Einflusses der reduzierten Auflösung und der Partikelunschärfe ist in Kapitel 6 zu finden. Relevante Parameter zu den Kameraeinstellungen und Detektionsparametern sind für den multiplanaren PIV-Aufbau in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Tabelle 4.4: Kameraeinstellungen und Detektionsparameter für den Scanning-PIV Aufbau.

Bezeichnung	Kamera 1 (K1)	Kamera 2 (K2)
Typ	Phantom v1610	Photron SA-X2
Objektiv	60 mm Makro f=5,6	105 mm Makro f=5,6
Auflösung	768 x 624 Pixel	640 x 424 Pixel
Pixelgröße	28 μm	20 μm
Fokussierte Ebene	z-18	z0, z18
Abbildungsmaßstab	0,27	0,18
Räumliche Auflösung PIV	2,5 mm	2,6 mm
Vektorabstand PIV	0.625 mm	0.65 mm
Aufnahmefrequenz (Doppelbild)	9 kHz	9 kHz

Zwei-Ebenen-PIV

An dieser Stelle werden die Unterschiede in der Konfiguration des Detektionssystems erläutert. Es wurden die gleichen Kameras verwendet, wobei jede Kamera auf eine Ebene fokussiert war. Dadurch konnten beide Messebenen mit der maximal möglichen Kameraauflösung detektiert werden. Mit einem finalen Auswertefenster von 32 x 32 Pixel (vgl. Kapitel 5.1) ergeben sich die in Tabelle 4.5 dokumentierten Unterschiede zum Scanning-PIV Aufbau.

Tabelle 4.5: Unterschiede der Kameraeinstellungen und Detektionsparameter für den Zwei-Ebenen-PIV Aufbau.

Bezeichnung	Kamera 1 (K1)	Kamera 2 (K2)
Auflösung	1280 x 800 Pixel	1024 x 768 Pixel
Fokussierte Ebene	z-18	z0
Abbildungsmaßstab	0,47	0,25
Räumliche Auflösung PIV	1,9 mm	2,6 mm
Vektorabstand PIV	0.475 mm	0.65 mm
Aufnahmefrequenz (Doppelbild)	8 kHz	8 kHz

4.3.3 Synchronisation

Der Winkelgeber des optischen Motors dient als Mastersignal für die optische Messtechnik, um die Messungen mit dem Motorbetrieb zu synchronisieren. Zu Beginn eines jeden Zyklus wird dieses Signal bei -342 °KWnZOT von der Prüfstandregelung an die Messsteuerung übergeben. Zentrales Element der Messsteuerung ist ein programmierbarer Pulsgenerator (*LaVision* HighSpeed Contoller v2. (HSC)), der mit der Messsoftware *Davis* (*LaVision Davis 8.2.3*) gesteuert wird. Abbildung 4.10 zeigt ein Schema der Triggerung.

Nach Erhalt des Starttriggers werden Kamera und Laser mit einer definierten Frequenz vom HSC getriggert. Der Abstand zwischen den Triggern zum Auslösen der Laserpulse der beiden Kavitäten Δt kann innerhalb des Zyklus variiert werden, um die Beleuchtung der Partikel der Geschwindigkeit in den verschiedenen Phasen anzupassen [14] [118].

Der Trigger zum Auslösen der Scansequenz wird vom HSC an den Funktionsgenerator des AODs gesendet. Die Scanfunktion für die drei Ebenen besteht aus einer dreistufigen Treppenfunktion (9,5 V - z-18; 7,5 V - z0; 5,5 V - z18) und wird vom Funktionsgenerator generiert. Zur Berücksichtigung der Reaktionszeit des Scanners ist der Mindestabstand

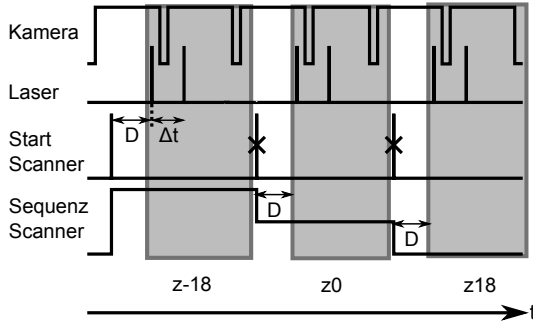


Abbildung 4.10: Triggerschema einer Scansequenz durch drei Ebenen, Messfenster in jeder Ebenen grau hinterlegt. D : minimale Verzögerung zur Berücksichtigung der Antwortzeit des AOD; Nur jeder dritte Trigger zum Start der Scansequenz wird berücksichtigt.

D zwischen Scanstart und erstem Laserpuls $10,3 \mu\text{s}$. Von dort ergibt sich ein Messfenster bis zur Flanke der nächsten Stufe, in der der Lichtschnitt stabil in der definierten Ebene liegt [79]. Der Kanal zur externen Triggerung des Funktionsgenerators ist während einer aktiven Sequenz blockiert, womit nur jeder dritte Trigger berücksichtigt wird, um die nächste Sequenz auszulösen und den Scanner mit dem Laser zu synchronisieren.

Zwei-Ebenen-PIV

Grundsätzlich ermöglicht der Zwei-Ebenen-PIV Aufbau eine simultane Detektion beider Ebenen. Allerdings führt dies zu einer Doppelbelichtung auf beiden Kameras und etwaige Störungen durch Partikelbewegung in der jeweils defokussierten Ebene. Um dies zu vermeiden, wird die Laser alternierend betrieben, wodurch jeweils nur eine Ebene beleuchtet wird. Das Aufnahmeschema ist in Abbildung 4.11 illustriert. Beide Kameras werden syn-

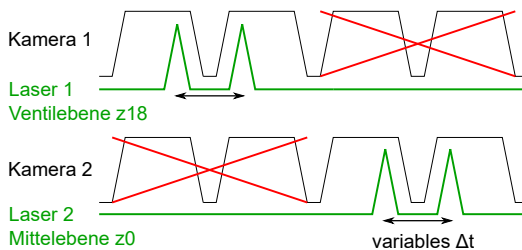


Abbildung 4.11: Aufnahmeschema bei Verwendung von zwei Lasern im Zwei-Ebenen-PIV-Aufbau bei einer Motordrehzahl von 2000 U/min .

chron im Doppelbildmodus betrieben, während die Laser abwechselnd belichten. Dadurch wird die jeweilige Ebene auf einer Kamera fokussiert abgebildet und das defokussierte Bild der zweiten Kamera wird in der Nachbearbeitung gelöscht. Somit ergibt sich eine zum Scanning-PIV vergleichbare zeitliche Auflösung der quasi-simultanen Strömungsmessungen.

4.4 Betriebspunkte und Durchführung

Die experimentellen Aufbauten wurden verwendet, um unterschiedliche Betriebspunkte am optischen Motor zu untersuchen. Der Scanning-PIV-Aufbau an der Referenzgeometrie wurde dabei primär verwendet und Angaben in diesem Abschnitt beziehen sich auf diese Konfiguration. Auf etwaige relevante Unterschiede wird an gegebener Stelle hingewiesen. Es wurden zwei Brennverfahren eingesetzt, deren motorische Randbedingungen und Betriebsparameter in Tabelle 4.6 aufgelistet sind.

Tabelle 4.6: Betriebsparameter des optischen Motors.

Bezeichnung	Schichtbetrieb	Homogen-Magerbetrieb
Drehzahl	2000 min ⁻¹	2000 min ⁻¹
Saugrohrdruck	985 mbar	985 mbar
Abgasgegendruck	1030 mbar	1030 mbar
Einspritzdruck	200 bar	200 bar
Öltemperatur	50 °C	50 °C
Kühlwassertemperatur	80 °C	80 °C
Kraftstoff	Super E10	Super E10
Last (PMI)	3 bar	6 bar
λ (nominell)	2,9	1,5
Einspritzung	3×	1×
Auslass schließt	+10 °KWnLOT	-12,5 °KWnLOT

Zur Vergleichbarkeit der innermotorischen Strömung beider Betriebspunkte wurden Drehzahl und die Druck- bzw. Temperaturrandbedingungen nicht variiert und immer der gleiche Kurbelwinkelbereich aufgenommen. In Tabelle 4.7 sind zeitliche Auflösung und Bereich der Strömungsfeldmessung sowie die untersuchten Variationen, unter Einsatz des AODs in drei Ebenen und für den zwei-Ebenen Aufbau mit zwei Lasern aufgelistet. Für eine

Tabelle 4.7: Zeitliche Auflösung und untersuchte Parametervariationen der Strömungsfeldmessungen für die beiden verwendeten Aufbauten.

Bezeichnung	Scanning-PIV	2-Ebenen PIV
Kurbelwinkelbereich	-312 bis -8 °KWnZOT	-105 bis 0 °KWnZOT
Versatz von Ebene zu Ebene	1,33 °KW	1,5 °KW
Auflösung in jeweiliger Ebene	4 °KW	3 °KW
Anzahl Zyklen	273 in 3 Messungen	300
Untersuchte Geometrie	Referenz	Geo. 2
Brennverfahren	Schicht, Homogen	Schicht
Variation Einlassparameter	TS, EÖ	-

hinreichende Statistik wurden bei jedem Betriebspunkt 3 Messungen mit jeweils 91 aufgenommenen Zyklen durchgeführt. Zwischen den Messungen wurde der Motor geöffnet und die optischen Zugänge von innen gereinigt.

Über dem gemessenen Kurbelwinkelbereich variiert die Strömungsgeschwindigkeit deutlich. Um den dynamischen Bereich der PIV-Messungen optimal auszunutzen (vgl. Kapitel 3.1.1), musste der Abstand der Laserpulse Δt der jeweiligen Phase angepasst werden. Die Liste der verwendeten Δt für unterschiedliche Positionen des Tumblestellers ist in Tabelle 4.8 dargestellt. Die Geschwindigkeiten in allen drei Ebenen liegen in der gleichen Größenordnung, wodurch dieselbe Δt -Liste verwendet wurde. In den folgenden Abschnit-

Tabelle 4.8: Liste der Laserpulsabstände Δt in den jeweiligen Phasen ($^{\circ}\text{KWnZOT}$) des Motorzyklus.

Tumblesteller	$-312^{\circ} - < -220^{\circ}$	$-220^{\circ} - < -200^{\circ}$	$-200^{\circ} - < -124^{\circ}$	$-124^{\circ} - -8^{\circ}$
0°	$10 \mu\text{s}$	$15 \mu\text{s}$	$25 \mu\text{s}$	$20 \mu\text{s}$
$27^{\circ}, 35^{\circ}, 45^{\circ}$	$10 \mu\text{s}$	$15 \mu\text{s}$	$20 \mu\text{s}$	$15 \mu\text{s}$

ten wird für die jeweiligen Betriebspunkte die Applikation von Einspritzung und Zündung diskutiert. Außerdem werden die Variationen des Tumblestellers und der Einlasssteuerzeit in einem Messplan zusammengefasst.

4.4.1 Schichtbetrieb

Wie in Kapitel 2.1 beschrieben, kann ein Motor im Schichtbetrieb bei einem niedrigen Lastpunkt (3 bar p_{mi}) voll entdrosselt (985 mbar Saugrohrdruck) betrieben werden, um die Effizienz zu steigern. Das globale λ ist jenseits der Zündgrenzen. Dennoch ist das Gemisch durch späte Einspritzung und somit inhomogene Mischung lokal zündfähig. Die Herausforderung der Applikation ist es, ein zündfähiges Gemisch im Bereich der Zündkerze zum Zündzeitpunkt zu gewährleisten. In dieser Arbeit wird dazu eine Dreifacheinspritzung in der späten Kompression verwendet. Dieses Einspritztiming basiert auf den Arbeiten von Stiehl [142], [144] und wird für die Untersuchung an der Referenzgeometrie marginal modifiziert, um dem geänderten Messaufbau Rechnung zu tragen. Der Spannungsverlauf der Ansteuersignale für Einspritzung und Zündung ist Abbildung 4.12 schematisch gezeigt, wobei der Start der jeweiligen Einspritzung durch den Ansteuerbeginn des Injektors (ASB) definiert ist. Zur Darstellung der Zündung ist die Ladespannung der Zündspule eingezeichnet. Deren Dauer beträgt $2000 \mu\text{s}$ und die fallende Flanke definiert den Zündzeitpunkt (ZZP).

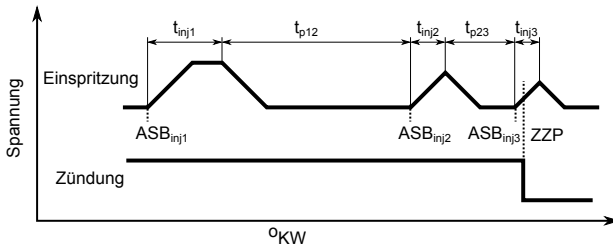


Abbildung 4.12: Spannungsverlauf am Injektor und in der Zündspule bei Schichtbetrieb mit Dreifacheinspritzung; t_{inj} Dauer der Einspritzung, t_p Pausenzeit zwischen Einspritzungen, ZZP Zündzeitpunkt, ASB Ansteuerbeginn.

Tabelle 4.9 listet die entsprechenden Werte zu Einspritzung und Zündung. Die Dauer der Einspritzung (t_{inj}) nimmt sequentiell ab, wodurch beim Referenztiming ca. 58 % der eingespritzten Kraftstoffmenge auf die erste Einspritzung entfallen, 24 % auf die zweite und 18 % auf die dritte. Wie der Tabelle 4.9 zu entnehmen ist, wurde das Timing zu den Untersuchungen an Geometrie 2 aufgrund der geometrischen Änderungen geringfügig modifiziert, wobei insgesamt die gleiche Kraftstoffmenge injiziert wurde. Im Rahmen der Variation der Einlassparameter (Tumblesteller (TS), Einlasssteuerzeit (EÖ)) wurde

Tabelle 4.9: Verwendetes Timing für die Untersuchungen an der Referenzgeometrie und Geometrie 2 bei Dreifacheinspritzung, EZP und ZZP in ($^{\circ}$ KWnZOT).

	t_{inj1} (μ s)	t_{inj2} (μ s)	t_{inj3} (μ s)	t_{p12} (μ s)	t_{p23} (μ s)	ASB ₁ ($^{\circ}$ KW)	ASB ₂ ($^{\circ}$ KW)	ASB ₃ ($^{\circ}$ KW)	ZZP ($^{\circ}$ KW)
Ref.	213	130	114	470	100	-36,9	-26,3	-21,8	-21
Geo. 2	250	125	80	563	313	-39,25	-29,5	-24,25	-26

der Zündzeitpunkt und Einspritzzeitpunkt der Referenzgeometrie modifiziert, worauf im folgenden Absatz näher eingegangen wird.

Das Strömungsfeld wurde für vier diskrete Positionen des TS untersucht. Neben der vollständig geöffneten Stellung $TS = 0^{\circ}$ und der geschlossenen bei $TS = 45^{\circ}$ wurden außerdem zwei Zwischenstellungen bei $TS = 27^{\circ}$ und $TS = 35^{\circ}$ betrachtet. Die Zwischenstellungen wurde auf Basis von Untersuchungen an äquivalenten Einzylinderaggregaten ausgewählt, da diese hinsichtlich Emissionen und Effizienz ein Optimum im Schichtbetrieb darstellten [18, 130]. Mit den durchgeführten Strömungsfeldmessungen in 3 Ebenen soll der Einfluss der innermotorischen Strömung auf das Betriebsverhalten systematisch erfasst werden.

Die Einlasssteuerzeit wurde in drei Stufen variiert (vgl. Kaptiel 4.2). Dabei waren die Inkremente vom Antrieb der Nockenwelle vorgegeben. Ausgehend von dem nominellen EÖ bei 38° KWnLOT wurde zusätzlich bei einem früheren EÖ ($15,5^{\circ}$ KWnLOT) und bei einer späteren EÖ ($60,5^{\circ}$ KWnLOT) gemessen. Eine weitere Verstellung der Steuerzeit war motorisch nicht relevant.

Durch Variation dieser beiden Einlassparameter ergab sich die in Tabelle 4.10 dargestellte Messmatrix. Zunächst wurde die Position des Tumblestellers in allen vier Positionen bei $E\ddot{O} = 15,5^{\circ}$ variiert. Aufgrund der Ergebnisse der Strömungsfeldmessungen (vgl. Kapitel 7) wurde die Messmatrix reduziert und die übrigen Steuerzeiten bei $TS = 0^{\circ}$ und $TS = 35^{\circ}$ gemessen.

Die Variation der Einlassparameter hat Einfluss auf die innermotorische Verbrennung. Die linke Grafik in Abbildung 4.13 zeigt den Verbrennungsschwerpunkt H50 (vgl. Kapitel 5.2.3), gemittelt über alle gemessenen Zyklen. Bei Erhöhung der Position des TS verschiebt sich die Schwerpunktslage der Verbrennung zu frühen $^{\circ}$ KW. Gleichzeitig sind bei später Einlasssteuerzeit späte Schwerpunktlagen zu beobachten. Diese Phänomene werden in Kapitel 7 näher erläutert. Zur Beurteilung der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen und einer besseren Vergleichbarkeit der Verbrennung wurde eine zweite Messreihe durchgeführt. Bei dieser wurde der ZZP variiert, um für alle Betriebspunkte die gleiche H50-Lage zu realisieren. Die Einspritzzeitpunkte wurden entsprechend der Zündung

Tabelle 4.10: Messmatrix im Schichtbetrieb bei konstantem Zünd- und Einspritztiming, EÖ (Einlass öffnet) in $^{\circ}$ KWnZOT, TS: Tumblesteller.

	TS 0°	TS 27°	TS 35°	TS 45°
EÖ $15,5^{\circ}$	x	x	x	x
EÖ 38°	x		x	
EÖ $60,5^{\circ}$	x		x	

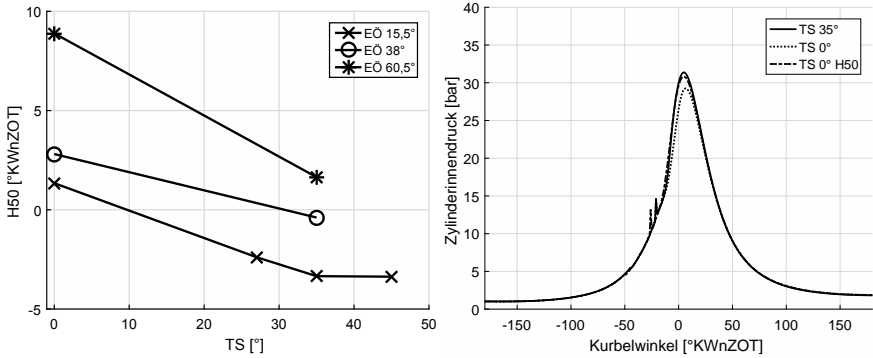


Abbildung 4.13: Links: H50 über 273 Zyklen gemittelter bei konstantem Timing. Rechts: Druckkurve über 273 Zyklen gemittelte für Timingvariation.

verschoben, damit die relativen Abstände zwischen Zündung und Einspritzung beim Schichtbetrieb konstant bleiben. Als Referenzpunkt wurde in Anlehnung an Einzylinderuntersuchungen [18] der Betriebspunkt TS: 35°, EÖ: 15,5 °KWnLOT mit einem H50 bei -3 °KWnZOT ausgewählt. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 4.13 Druckkurven über alle gemessenen Zyklen bei EÖ = 15,5 °KWnLOT gemittelt. Die durchgezogene Kurve zeigt den Referenzpunkt, während die gepunktete Linie den Druckverlauf bei TS = 0° mit gleichem Timing beschreibt. Die spätere Schwerpunktlage und eine Abnahme des Maximaldrucks werden deutlich. Die dritte Kurve beschreibt nun TS = 0° bei angepasstem Timing (TS 0° H50). Zündung und Einspritzung wurden als Block zu einem früheren °KW verschoben, wodurch die Druckkurve nahezu auf der Referenzkurve liegt. Die Variationen der zweiten Messreihe mit den entsprechenden Zündzeitpunkten ist in Tabelle 4.11 dargestellt. Eine Zündung früher als -28 °KWnZOT führt zu einem instabilen Schichtbetrieb und ist daher nicht anwendbar. Dadurch konnte der H50 für den Betriebspunkt EÖ = 60,5 °KWnLOT / TS = 0° nicht auf den Referenzpunkt angepasst werden und lag bei 4 °KWnZOT.

Trotz der Konditionierung des Zylinderkopfes erwärmt sich der Brennraum während des gefeuerten Betriebes in den ersten Zyklen. Dies hat signifikanten Einfluss auf den Verlauf der Schichtverbrennung. Außerdem ändert sich die Menge an rückgeführtem Abgas, wodurch der Frischluftgehalt nachgeregelt werden musste, um einen konstanten Saugrohrdruck zu gewährleisten. Daher wurde erst nach 300 verbrannten Zyklen die optische Diagnostik eingesetzt, um die Untersuchungen in einem quasi stationären Betrieb durch-

Tabelle 4.11: Messmatrix im Schichtbetrieb bei variablen Zünd- und Einspritztiming zur Gleichstellung des H50, Änderung des Timings durch den ZZP in der Tabelle dargestellt.

	TS 0°	TS 27°	TS 35°	TS 45°
EÖ 15,5°	-26 °KWnZOT		-21 °KWnZOT	
EÖ 38°	-28 °KWnZOT		-24 °KWnZOT	
EÖ 60,5°	-28 °KWnZOT		-26,5 °KWnZOT	

zuführen. Temperaturänderungen während dieser Messphase hatten keinen signifikanten Einfluss und der Saugrohrdruck war im Rahmen der Messunsicherheit konstant.

4.4.2 Homogen-Magerbetrieb

Der Homogen-Mager Betrieb ist hinsichtlich der Last (6 bar PMI) über dem Schichtbetrieb anzuordnen (vgl. Kapitel 2.1). Der Motor wird ebenfalls voll entdrosselt betrieben (985 mbar Saugrohrdruck), wobei Brennstoff und Luft homogen vermischt werden, sodass ein global mageres und zündfähiges Gemisch entsteht. In dieser Arbeit wurde der Brennstoff zu einem fixen $^{\circ}\text{KW}$ saugsynchron mittels Einfacheinspritzung eingespritzt. Dies ist in Abbildung 4.12 schematisch dargestellt.

Die Einlassparameter wurden für den Betriebspunkt ebenfalls variiert. Im Vergleich zum Schichtbetrieb wird dieses Brennverfahren mit einem geringeren Restgasgehalt betrieben (vgl. Kapitel 2.1). Für eine Reduktion des Restgasgehalts wurde die Steuerzeit der Auslassventile auf einen früheren Zeitpunkt verschoben, sodass diese bei $-12,5^{\circ}\text{KWnLOT}$ schlossen. Gleichzeitig wurde die frühe Einlasssteuerzeit ($15,5^{\circ}\text{KWnLOT}$) nicht untersucht, um übermäßige Ventilüberschneidungen zu vermeiden.

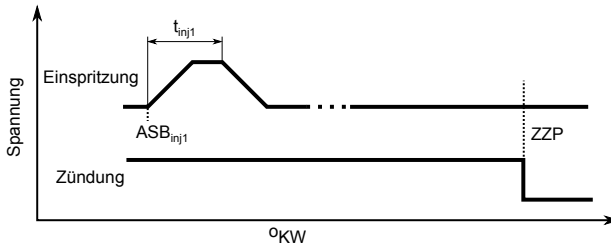


Abbildung 4.14: Spannungsverlauf am Injektor und in der Zündspule beim Homogen-Magerbetrieb mit Einfacheinspritzung; t_{inj} Dauer der Einspritzung, ZZP Zündzeitpunkt, ASB Ansteuerbeginn.

Auch bei diesem Brennverfahren haben die Einlassparameter starken Einfluss auf des Betriebsverhalten des Motors. Die Sensitivität ist so ausgeprägt, dass es nicht möglich war den Motor für alle Parametervariationen mit demselben Timing stabil zu betreiben. Daher wurde für den Homogen-Magerbetrieb nur eine Messreihe mit gleichgestelltem Verbrennungsschwerpunkt durchgeführt. Aufgrund der saugsynchronen Einspritzung mit einer homogenen Vermischung von Kraftstoff und Luft ist der relative Abstand zwischen Zündung und Einspritzung weniger ausschlaggebend. Daher wurde nur der Zündzeitpunkt variiert und die Ansteuerbeginn des Injektors auf $ASB = -290^{\circ}\text{KWnZOT}$ festgesetzt. Somit ergab sich der in Tabelle 4.13 dargestellte Messplan.

Zur Vergleichbarkeit mit Einzylinderuntersuchungen [18] wurde der Zündzeitpunkt so gewählt, dass der Verbrennungsschwerpunkt bei $H50 = 5^{\circ}\text{KWnZOT}$ lag. Es wurden abermals die Tumblestellungen $0^{\circ}+$ und 35° untersucht. Für $E\ddot{O} = 38^{\circ}\text{KWnLOT}$ wurde

Tabelle 4.12: Verwendetes Referenztiming bei Einfacheinspritzung, EZP und ZZP in ($^{\circ}\text{KWnZOT}$).

t_{inj1}	ASB ₁	ZZP
(μs)	($^{\circ}\text{KW}$)	($^{\circ}\text{KW}$)
590	-290	-24

Tabelle 4.13: Messmatrix im Homogen-Magerbetrieb bei variablen Zünd- und Einspritztiming zur Gleichstellung des H50 auf 5 °KWnZOT, Änderung des Timings durch den ZZP in der Tabelle dargestellt.

	TS 0°	TS 27°	TS 35°	TS 45°
EÖ 15,5°				
EÖ 38°	-35 °KWnZOT		-24 °KWnZOT	-22 °KWnZOT
EÖ 60,5°	-30 °KWnZOT		-22 °KWnZOT	

zusätzlich bei TS = 45° gemessen.

Aufgrund der höheren Last und homogenen Verbrennung war der Temperaturanstieg während der ersten Zyklen stärker als im Schichtbetrieb. Zusätzlich reagiert das homogene Magerbrennverfahren sensibler auf Temperaturänderungen und ein stabiler Betrieb war erst ab einem gewissen Temperaturniveau möglich. Daher wurde erst nach 500 verbrannten Zyklen die optische Diagnostik eingesetzt, um die Untersuchungen in einem stabilen Betrieb durchzuführen. Geringe Temperaturänderungen während dieser Messphase hatten im Rahmen der Messgenauigkeit keinen signifikanten Einfluss auf den Verlauf und die Stabilität der Verbrennung.

Kapitel 5

Methodik der Datenauswertung

Dieses Kapitel beschreibt die angewandten Methoden zur Auswertung der aufgenommenen Messdaten. Neben den Bearbeitungsschritten zur Erzeugung der Strömungsfelder aus den Bilddaten liegt der Fokus des Kapitels vor allem auf der Ausarbeitung geeigneter statistischer Methoden zur Handhabung der enormen Datenmenge. Im Rahmen der Arbeit wurden mehrere Millionen Einzelbilder erfasst, welche genutzt werden sollen, um die Zusammenhänge zwischen den Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Verbrennung und denen der innermotorischen Strömung offenzulegen. Die Herausforderung besteht darin, die Daten in einer Weise aufzubereiten, dass zentrale Wirkmechanismen auf Basis der Informationen sämtlicher Daten effizient extrahiert werden können.

Im ersten Abschnitt wird die Korrelation zur Erzeugung der Vektorfelder aus den Rohdaten beschrieben. Anschließend werden Methoden zur Charakterisierung und Parametrisierung der Strömung vorgestellt, aus denen Kennzahlen für nachfolgende Analysen abgeleitet werden. Im zweiten Abschnitt werden Größen zur Parametrisierung der Verbrennung erarbeitet. Dazu zählen neben Kennzahlen der Motorindizierung auch Ergebnisse aus Einspritzdiagnostik und Rußdetektion. Im abschließenden Kapitel werden statistische Methoden gezeigt, um die zuvor bestimmten Parameter miteinander zu korrelieren, woraus am Ende Wirkmechanismen deduziert werden.

5.1 Strömungsfelder

Dieser Abschnitt ist der Erzeugung der Vektorfelder aus den Bilddaten und der anschließenden Weiterverarbeitung der Strömungsfelder zur Beschreibung und Parametrisierung der Strömung gewidmet.

5.1.1 Berechnung der Vektorfelder

Die Berechnung der Vektorfelder durch den Korrelationsalgorithmus (vgl. Kapitel 3.1) erfolgt mit der dafür etablierten kommerziellen Software *Davis 8.3.1 (LaVision)* [139].

Vorverarbeitung

Im ersten Bearbeitungsschritt werden die Zeitserien der Grauwertbilder der beiden Kame-ras nach Ebene getrennt und umsortiert, sodass jede Ebene separat ausgewertet werden kann. Unabhängig von der Kolbenposition und der Ebene werden die nachfolgend erör-terten Schritte für alle Bilddaten einheitlich durchgeführt. Gestartet wird mit einer vor-bereitenden Bearbeitung der Rohbilder, um Reflexionen des Laserlichts an Zylinderkopf

und Zündkerze zu unterdrücken, welche aufgrund ihrer hohen Intensität den Kontrast angrenzender Seeding-Partikel zum Hintergrund verringern. Dazu wird ein sogenannter Zeitfilter verwendet, der für jeden °KW jeweils alle Zyklen einer Messung betrachtet und die minimale Intensität eines jeden Pixels bestimmt. Daraus entstehen für jeden °KW Minimal-Grauwertbilder, die den Hintergrund und die phasenfesten Reflexionen enthalten. Diese werden für die jeweiligen °KW von den Rohbildern subtrahiert, wodurch Reflexionen und Untergrund korrigiert werden, ohne das Mie-gestreute Licht der Seeding Partikel zu unterdrücken. Bei den Hintergrundkorrigierten Bildern wird ein gleitender Mittelwert (Filtergröße 8 x 8 Pixel) subtrahiert, um niederfrequentes Rauschen zu reduzieren. Des Weiteren wird zur Erhöhung des Kontrastes eine lokale Normierung der Intensität durchgeführt (Filtergröße 5 x 5 Pixel).

Vektorberechnung

Die Kreuzkorrelation wird nun für die bearbeiteten Grauwertbilder durchgeführt. Diese erfolgt in mehreren Iteration, bei denen die Größe der Auswertefenster sukzessive von 64 x 64 Pixel auf 24 x 24 Pixel reduziert wird, um den unterschiedlichen Längen und Geschwindigkeitsskalen der innermotorischen Strömung Rechnung zu tragen. Aus eben diesem Grund wird die Form des finalen Auswertefensters der Strömung angepasst [127]. Für jede Fenstergröße erfolgen zwei Iterationen, wobei zwischen jedem Schritt durch Nachbarschaftsoperationen mit Hilfe eines modifizierten Medianfilters (Filtergröße 5 x 5 Pixel) Fehlvektoren identifiziert und entfernt werden [167, 170]. Für die Transformation der Bildkoordinaten auf metrische Koordinaten wird ein Punktmuster für jede Ebene im Brennraum aufgenommen und daraus ein Polynom dritten Grades zur Umrechnung der Koordinaten bestimmt. Damit wird gleichzeitig die Deformation des Bildes durch die Krümmung des Glaszylinders entzerrt. Daraus resultiert mit einer Überlappung der finalen Fenster von 75 % ein Vektorabstand von 0,65 mm mit einer Vektorauflösung von 2,6 mm in den Ebenen z0 und z18 bzw. Abstand 0,625 mm und Auflösung 2,5 mm in der Ebenen z-18¹⁰.

Nachbearbeitung

Zur Identifizierung verbleibender Fehlvektoren werden die finalen Strömungsfelder einer Nachbearbeitung unterzogen. Zunächst werden Vektoren, deren Peak-Ratio in der Korrelationsebene (vgl. Kapitel 3.1) unterhalb eines Schwellwerts von 1,5 liegt, entfernt. Anschließend werden weitere Fehlvektoren mit den bereits verwendeten Nachbarschaftsoperationen durch einen Medianfilter detektiert und entfernt. Am Ende der Nachbearbeitung wird durch Anwendung eines 3 x 3 Gaußfilters das Rauschen unterhalb der räumlichen Auflösung minimiert [49].

Für die weitere Auswertung der Strömungsfelder werden diese mit Hilfe der kommerziellen Software *MATLAB R2016a (MathWorks)* in eine Datenbank überführt. Im Zuge dessen werden alle Vektorfelder für eine einheitliche Darstellung und im Sinne der Vergleichbarkeit auf ein standardisiertes Gitter mit einem Vektorabstand von 0,5 mm linear interpoliert. Für die Interpolation werden jene Knotenpunkte des Ursprungsgitters verwendet, die die Koordinaten des Zielknotens umschließen.

Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, erfolgt die Beleuchtung des Brennraums von unten durch die konkave Zylinderlinse auf der Unterseite des Kolbenbodens und die plane

¹⁰Die Werte gelten für die Messungen an der Referenzgeometrie unter Verwendung des PIV-Aufbaus mit AOD-Scanner.

Fläche der Kolbenmulde im Brennraum. Daher sind die äußeren Ränder der beleuchteten Fläche und somit die Begrenzung der Vektorfelder von der Kolbenposition abhängig (vgl. Abbildung 4.6). Es wird eine dynamische Maske verwendet, um diese Randbereiche und den Kolben zu maskieren. Darüber hinaus wird das geöffnete Einlassventil in der Ansaugphase dynamisch ausmaskiert.

Die Vektorfelder sind nach Anwendung der vorgestellten Bearbeitungsschritte in Abbildung 5.1 beispielhaft dargestellt. Die Graphik zeigt Vektorfelder der drei gemessenen Ebenen in der Kompression, wobei der Versatz zwischen den Ebenen zur Illustration des zeitliche Abstandes von $1,33^\circ \text{KW}$ durch Anwendung der Scanner-Technik dient. Die Farbskala skaliert mit dem Geschwindigkeitsbetrag, wobei die Richtungsvektoren mit konstanter Länge superponiert sind. Für eine bessere Übersicht wird nur jeder vierte Vektor gezeigt. Bereiche, die nicht vom Lichtschnitt erfasst wurden oder durch starke Reflexe nicht ausgewertet werden konnten, sind weiß maskiert. Generell ist bei jeder zweidimensionalen Vektordarstellung dieser Arbeit der Zylinderkopf oberhalb des Strömungsfeldes skizziert und die Einlassventile befinden sich auf der linken Seite, welche in der Einlassphase ebenfalls dargestellt werden. Auf der rechten Seite des Zylinderkopfs sind die Umriss der Zündkerze zu sehen. Die Darstellung ist auf den optisch zugänglichen Bereich beschränkt. Sobald der Kolben im Sichtfeld erscheint, wird dieser ebenfalls skizziert. Die entsprechende Kolbenposition steht in $^\circ \text{KWnZOT}$ auf dem Feld auf der

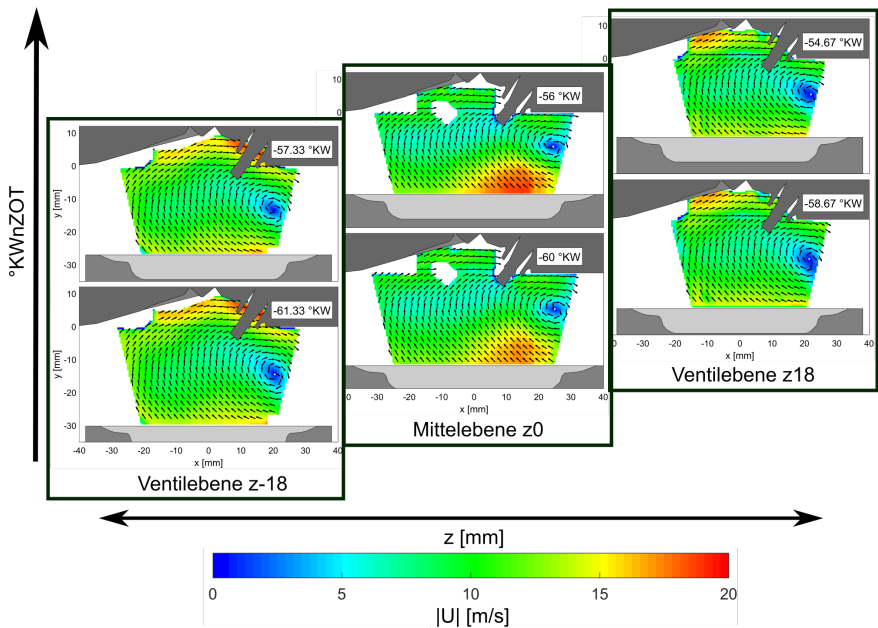


Abbildung 5.1: Phasengemittelte Vektorfelder in der Kompression in den drei Ebenen zur Darstellung des Ebenenversatzes durch die Scanner-Technik. Jeder vierte Vektor ist dargestellt. Die Farbskala zeigt den Geschwindigkeitsbetrag.

rechten Seite des Zylinderkopfs. Werden alle drei Ebenen simultan betrachtet, beziehen sich Kurbelwinkelangaben stets auf die Mittelebene.

Für eine Beschreibung der innermotorischen Strömung, werden die Vektorfelder über alle gemessenen Zyklen eines Betriebspunkts nach

$$\bar{U}_{x,y}(\Theta) = \frac{1}{N_Z} \sum_{n=1}^{N_Z} U_{x,y,n}(\Theta) \quad (5.1)$$

phasengemittelt. Dabei ist $U(\Theta)$ der Strömungsvektor mit der x- und y-Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Kurbelwinkel Φ . Die Indizes x und y beschreiben die räumlichen Koordinaten des Vektors und k steht für den Kurbelwinkel. Der Laufindex n repräsentiert den Zyklus und N_Z die Gesamtzahl der gemessenen Zyklen. Analog dazu wird die Standardabweichung für eine allgemeine Beschreibung der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Strömung berechnet:

$$\hat{U}_{x,y}(\Theta) = \sqrt{\frac{1}{N_Z - 1} \sum_{n=1}^{N_Z} (U_{x,y,n} - \bar{U}_{x,y})^2}. \quad (5.2)$$

Neben der obigen Notation wird die Standardabweichung in dieser Arbeit auch mit $\sigma_{U(\Theta)}$ bezeichnet. Die Abbildung 5.1 zeigt Vektorfelder die nach Gleichung 5.3 phasengemittelt wurden. Die mittlere spezifische kinetische Energie k des Strömungsfeldes der Größe $B \times H$ wir mit

$$k = \frac{1}{B} \frac{1}{H} \sum_{x=1}^B \sum_{y=1}^H 0.5 \cdot \bar{U}_{x,y}^2(\Theta) \quad (5.3)$$

berechnet.

5.1.2 Wirbelerkennung

Für die parametrische Beschreibung der innermotorischen Strömung in der Kompression wird häufig das Zentrum der großskaligen kohärenten Wirbelstruktur verwendet [25, 57, 84, 141, 142, 162]. Liegt die Drehachse der Wirbelstruktur in der Zylinderquerachse, spricht man bei Verbrennungsmotoren in der Regel von einer Tumbleströmung [60, 91]. Bei den hier untersuchten Motorgeometrien liegt in der Regel eine solche Tumbleströmung vor und die seitliche Beobachtungsrichtung lässt eine Detektion des Tumbles in der Messebene zu.

Da Wirbelstrukturen ein fundamentales Charakteristikum von turbulenten Strömungen darstellen, existieren zahlreiche Algorithmen, um diese zu detektieren [5]. Einige basieren auf der Analyse der Wirbelstärke, was jedoch sehr sensitiv zur Geschwindigkeit und Größe der turbulenten Wirbelstrukturen ist. Eine zentrale Anforderung für den hier verwendeten Algorithmus besteht in einer robusten und eindeutigen Identifizierung der globalen kohärenten Tumbleströmung. Dazu wurde von Graftieaux et al. eine Methodik vorgeschlagen, die allein auf der Richtung der Strömung basiert [57]. Diese Methode wurde bereits von Stiehl [142], Stansfield et al. [140], Dannemann et al. [37] und Baum et al. [15] erfolgreich adaptiert und hat sich für innermotorische Strömungen etabliert.

Ausgehend von einem beliebigen Punkt $\mathbf{p}(x,y)$ wird die lokale Umgebung von N Geschwindigkeitsvektoren $U_i(l,m)$ betrachtet. Dabei wird der Verbindungsvektor $R_i(l,m)$ zwischen

$\mathbf{p}(x,y)$ und der Position des Geschwindigkeitsvektors $[l,m]_i$ gebildet. Das Wirbelkriterium Γ basiert nun auf der Berechnung des Mittelwerts der Winkel $\gamma_i(l,m)$ zwischen $R_i(l,m)$ und $U_i(l,m)$ an allen Positionen $[l,m]_i$ der Umgebung N nach

$$\Gamma(x,y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sin(\gamma_i(l,m)). \quad (5.4)$$

Da $\Gamma(x,y)$ eine Sinusfunktion ist, kann das Kriterium Werte zwischen -1 und 1 annehmen. Wie diese Werte im einzelnen zu interpretieren sind, wird mit Hilfe dreier Beispiele in Abbildung 5.2 illustriert.

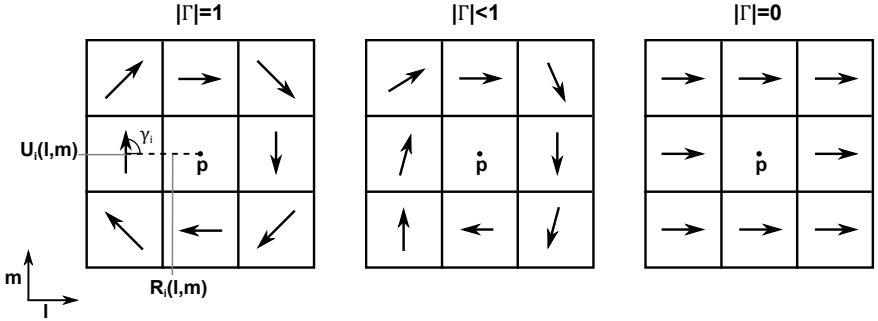


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Winkelkriteriums anhand drei charakteristischer Beispiele, nach Stiehl [142].

Bei einer idealen Wirbelströmung um den Punkt \mathbf{p} (linkes Beispiel) nimmt Γ den Wert 1 an, da $U_i(l,m)$ und $R_i(l,m)$ stets gleich zueinander orientiert sind und einen rechten Winkel einschließen. Ausgehend vom Punkt \mathbf{p} verläuft die Strömung somit ausschließlich tangential. Das andere Extrem stellt das rechte Beispiel dar, wo sämtliche Geschwindigkeitsvektoren parallel verlaufen. Dadurch hebt sich der Sinus aller Winkel bei der Summation auf und Γ berechnet sich zu 0. Wie das mittlere Beispiel zeigt, gilt bei realen Strömungen in der Regel $0 < |\Gamma| < 1$ und das Zentrum der globalen Tumbleströmung liegt an der Position, wo $|\Gamma|(x,y)$ maximal ist. Daraus geht hervor, dass $|\Gamma|$ für jede Position $\mathbf{p}(x,y)$ berechnet werden muss, um ein globales Maximum zu detektieren. Die hohe Anzahl an gemessenen Zyklen in Kombination mit den kurbelwinkelaufgelösten Strömungsdaten in mehreren Ebenen erfordert eine effiziente Berechnung des Γ -Kriteriums. Dies wird mit Verwendung des Kreuzprodukts realisiert:

$$\Gamma(x,y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|R_i(l,m) \times U_i(l,m)|}{|R_i(l,m)||U_i(l,m)|}. \quad (5.5)$$

Zur Bildung des Kreuzprodukts werden die Vektoren \mathbf{R} und \mathbf{U} um die dritte Raumkomponente erweitert, welche zu 0 gesetzt wird.

Zur Veranschaulichung der Anwendung des Γ -Kriteriums auf einen realen Fall ist seine Verteilung für ein instantanes Strömungsfeld in der Kompression in Abbildung 5.3 dargestellt. Das linke Feld zeigt die $|\Gamma|$ -Verteilung. Der Maximalwert¹¹ ist durch das

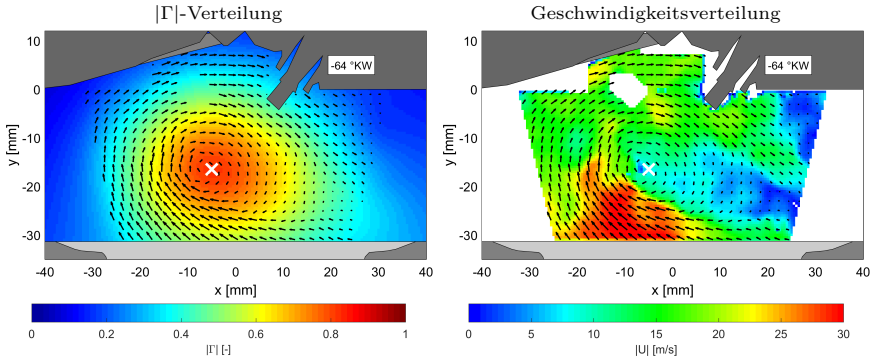


Abbildung 5.3: Instantanes Strömungsfeld zur Illustration der Anwendung des Γ -Kriteriums. Jeder vierte Vektor gezeigt, Länge der Vektoren skaliert mit Strömungsgeschwindigkeit.

weiße Kreuz markiert. Zum Vergleich ist die Geschwindigkeitsverteilung durch den Farbverlauf rechts abgebildet. Die Farbübergänge der $|\Gamma|$ -Kontur folgen anschaulich der Tumbleströmung. Zudem wird deutlich, dass $|\Gamma|$ auch außerhalb des gemessenen Strömungsfelds berechnet wird und es treten Fälle mit außen liegenden und deformierten Tumble auf, bei denen das Tumblezentrum außerhalb des sichtbaren Bereichs bestimmt wird. Diese Fälle werden bei der Auswertung ebenfalls berücksichtigt.

Neben der allgemeinen Charakterisierung des Strömungsverlaufs kann das Tumblezentrum auch verwendet werden, um die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Strömung zu veranschaulichen. Das linke Vektorfeld der Abbildung 5.4 zeigt eine phasengemittelte Strömung in der Kompression. Darüber sind durch die weißen Kreuze 91 detektierte Tumblezentren der einzelnen Zyklen gelegt. Dies illustriert die Varianz der Position des Tumblezentrums und ist damit ein Maß für die Zyklus-zu-Zyklus-Variabilität der Strömung. Für die Beschreibung der Schwankung der Position der Tumblezentren $T(x_i, y_i)$ wird die Kovarianzmatrix verwendet. Bei zwei Stichproben gleichen Umfangs kann diese wie folgt berechnet werden:

$$Cov(T) = \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^2 & \sigma_{xy}^2 \\ \sigma_{yx}^2 & \sigma_{yy}^2 \end{bmatrix}. \quad (5.6)$$

In der Hauptdiagonalen stehen dabei die Varianz der jeweiligen Positionskoordinate x und y und in der Nebendiagonale die Kovarianz der Koordinaten. Die Kovarianz wird nach

$$\sigma_{xy}^2 = \frac{1}{N_Z - 1} \sum_{i=1}^{N_Z} [(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})] \quad (5.7)$$

berechnet.

Aufgrund der Symmetrie der Kovarianzmatrix und ihrer positiven Semidefinitheit lässt

¹¹ Aufgrund der Beobachtungsrichtung mit den links liegenden Einlassventilen dreht der Tumble stets im Uhrzeigersinn, was zu einem negativen Γ -Wert führt. In dieser Arbeit wird daher einheitlich der Betrag $|\Gamma|$ angegeben.

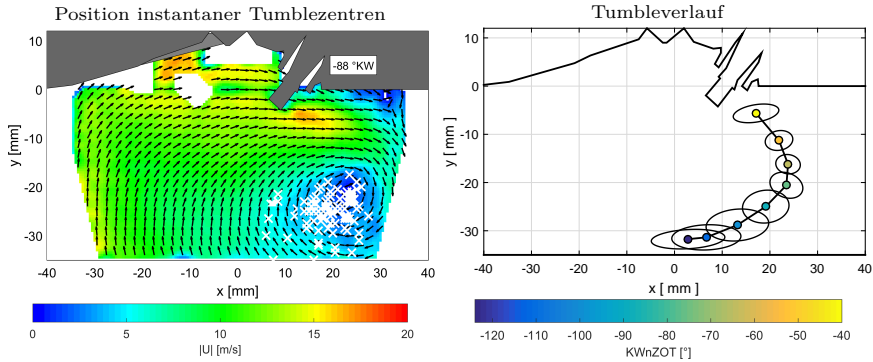


Abbildung 5.4: Darstellung der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen des Tumblezentrums. Links: Phasengemittelte Strömung in der Kompression mit Darstellung der Zentren des Tumbles im Einzelzyklus. Rechts: Verlauf des Tumbles in der Kompression mit Darstellung der Schwankungen durch Fehlerellipsen (Ein- σ -Isolinie).

sie sich graphisch in Form einer Ellipse darstellen [100]. Dies ist durch das Schema in Abbildung 5.5 illustriert, wobei relevante Kenngrößen eingezeichnet sind. Der Mittelpunkt der Ellipse ist durch die Mittelwerte der Position \bar{x} und \bar{y} definiert und die Hauptachsen durch Richtung und Länge (Eigenwert) der Eigenvektoren a_1 und a_2 der Kovarianzmatrix. Aus den Eigenvektoren folgt auch die Neigung der Ellipse β , welcher von der Abszisse und dem längeren Eigenvektor eingeschlossen ist. Zur statistischen Interpretation geben

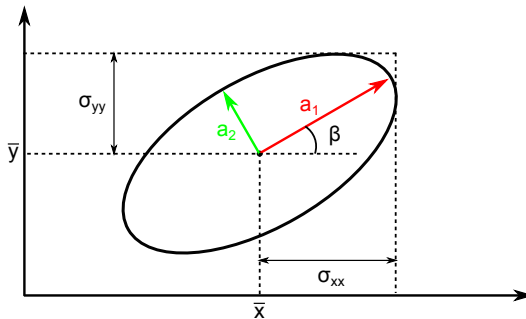


Abbildung 5.5: Schema zur Darstellung der Fehlerellipse auf Basis der Kovarianzmatrix, nach [100].

die Eigenvektoren die Richtung vor, in der die analysierten Daten die größte Schwankung aufweisen. Die Außenkontur der Ellipse kann als σ -Isolinie gedeutet werden. Entsprechend lässt sich durch Skalierung der Ellipse ein größerer Konfidenzbereich darstellen, beispielsweise die Zwei- σ -Umgebung, respektive der 95 % Vertrauensbereich.

Die Methode ist in der rechten Grafik der Abbildung 5.4 für den Verlauf des Tumblezentrums in der Kompression angewandt. Das arithmetische Mittel der Position des Tumblezentrums ist durch die farblich hinterlegten Punkte markiert. Die Farbskala definiert dabei den jeweiligen °KW. Die Ellipsen markieren nun die Ein- σ -Isolinie aller detektierten

Zentren des jeweiligen Kurbelwinkels. Die Methode zur Darstellung der Schwankungsbreite durch die Fehlerellipse wird im späteren Verlauf der Arbeit für weitere Anwendungsfälle adaptiert

5.2 Verbrennung

In diesem Abschnitt werden Methoden vorgestellt, um die Verbrennung anhand von Kennzahlen zu parametrisieren. Zur sukzessiven Charakterisierung wird die Verbrennung in die einzelnen Teilprozesse von der Einspritzung des Brennstoffs über die Zündung bis zum Heizverlauf und den Verbrennungsemissionen unterteilt.

5.2.1 Einspritzung

An dieser Stelle wird die Diagnostik des Einspritzstrahls beschrieben. Die Methodik wurde für die Schichteinspritzung von Stiehl [142] entwickelt und wird auf diese Untersuchungen übertragen. Ferner wird ausschließlich die Schichteinspritzung erläutert, da bei der saugsynchronen Homogeneinspritzung keine verbrennungsrelevante Strahl-Strömungs-Interaktion festgestellt werden konnte.

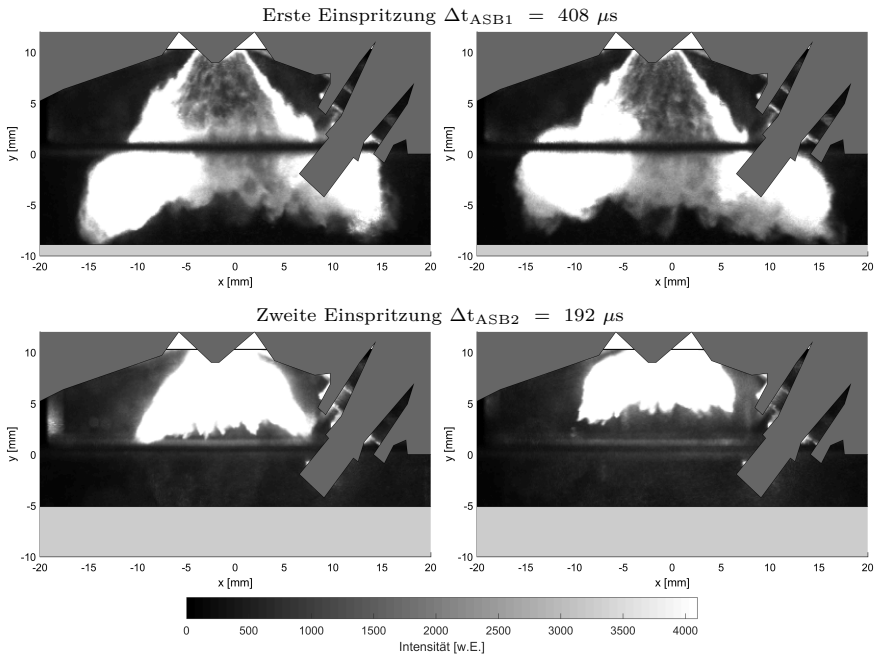


Abbildung 5.6: Streulichtaufnahme des ersten und zweiten Einspritzstrahls der Schichteinspritzung aus beispielhaften Zyklen.

Abbildung 5.6 zeigt die Streulichtaufnahmen des Kraftstoffstrahls der ersten und zweiten Einspritzung jeweils für zwei beispielhafte Zyklen. Nach Öffnung des Injektors bildet sich der für die Bauweise typische Hohlkegel. Da der Injektor in der Ebene z_0 liegt, eignet sich diese Ebene besonders zur Visualisierung der Strahlkontur. Bedingt durch die Scanner-Technik wird diese Ebene lediglich alle 4°KW ($333\text{ }\mu\text{s}$) aufgenommen, wodurch pro Einspritzsequenz nur ein Aufnahmezeitpunkt möglich ist. Die Aufnahme der ersten Einspritzsequenz zeigt den Kraftstoff in einem vergleichsweise fortgeschrittenem Stadium ($\Delta t_{\text{ASB}1} = 408\text{ }\mu\text{s}$)¹² und der Injektor schließt bereits wieder. Der Kraftstoff ist bis zur Kolbenmulde vorgedrungen und die linken und rechten Randwirbel sind deutliche zu unterscheiden, wobei Mehrfachstreuung und die hohe Laserintensität keine Detektion einzelner Tropfen zulassen. Die Zündkerze liegt in der Trajektorie des rechten Strahls. Die Aufnahme der zweiten Einspritzung liegt deutlich näher am Ansteuerbeginn, wodurch der Hohlkegel durch die Mehrfachstreuung als Vollkegel erscheint. Zudem verdeutlichen die Beispiele der zweiten Einspritzung, dass sich die Ausprägungen des Sprühstrahls von Zyklus-zu-Zyklus signifikant unterscheiden.

Zur Parametrisierung der Strahlfluktuationen mit Hilfe einer skalaren Kenngröße wurde von Stiehl [142] ein Verfahren zur Bestimmung des Strahl-Wand-Abstands (SWA) entwickelt. Das Verfahren basiert auf gängigen Methoden zur Binarisierung der Rohdaten [7, 63, 85, 144] und wurde für diese Untersuchungen modifiziert.

Strahl-Wand-Abstand

Für die Berechnung des Strahl-Wand-Abstands wird der Einspritzstrahl in jedem Zyklus zum festen Zeitpunkt ausgewertet. Die Abbildung 5.7 zeigt das Vorgehen für die zweite Einspritzung zum Zeitpunkt $\Delta t_{\text{ASB}2} = 192\text{ }\mu\text{s}$. Aufgrund der Mehrfachstreuung eignet sich zur Charakterisierung des Einspritzstrahls nur die äußere Kontur des Strahlkegels. Im ersten Schritt wird das Rohbild durch ein Schwellwertverfahren binarisiert. Aufgrund

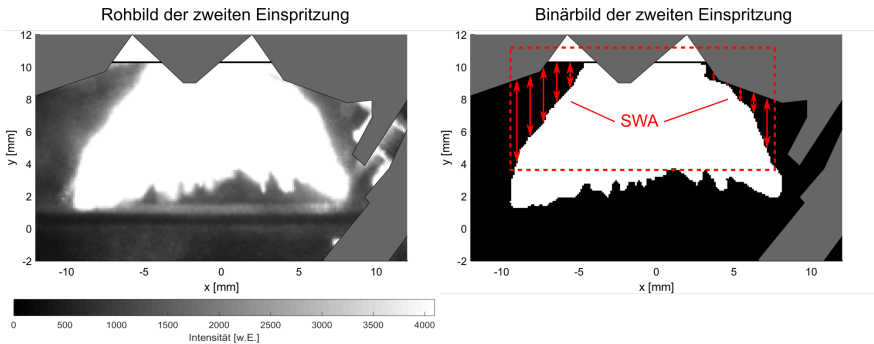


Abbildung 5.7: Vorgehensweise zur Berechnung des SWAs aus den Rohbildaufnahmen.

der hohen Intensität des Streulichts und dem resultierenden starken Kontrast ist diese nicht sensitiv gegenüber dem gewählten Schwellwert. Anschließend werden Regionen, die

¹² Δt_{ASB} beschreibt die Zeitspanne ab Ansteuerbeginn (ASB) -Injektor. Aufgrund interner Verzögerungen im Injektor und der Brennraumdachgeometrie sind erste Tropfen erst ca. $83\text{ }\mu\text{s}$ nach ASB zu erkennen [142].

nicht mit dem Strahlkegel verbunden sind und durch Reflexionen ebenfalls den Schwellwert überschritten haben, entfernt. Das binarisierte Rohbild ist in Abbildung 5.7 rechts dargestellt. Innerhalb des markierten Bereichs wird nun die Position der äußeren Strahlkontur für jeden Pixel bestimmt und dessen Abstand zum Brennraumdach berechnet. Somit wird eine eindimensionale Matrix erzeugt, welche die Abstandsinformationen der gesamten äußeren Strahlkontur enthält.

Um den SWA zur Parametrisierung auf eine skalare Größe zu reduzieren, wird abschließend die verbrennungsrelevante Region identifiziert. Dazu werden die Strahl-Wand-Abstände mit Kennzahlen aus der Indizierung (z.B. p_{mi}) korreliert, um signifikante Regionen zu bestimmen. Da dieses Vorgehen anwendungsspezifisch ist, wird es an gegebener Stelle näher erläutert (vgl. Kapitel 7.4.1). Sobald die relevante Region identifiziert ist, werden die SWAs der Pixel innerhalb der Region gemittelt. Der resultierende Mittelwert kann für weitere Analysen verwendet werden.

5.2.2 Zündfunken

In diesem Abschnitt wird das Vorgehen zur Evaluation des Zündvorgangs erläutert. Zunächst werden die Mechanismen der Funkenentladung sehr knapp zusammengefasst. Für detaillierte Informationen sei auf einschlägige Literatur verwiesen [47, 50, 81, 83, 148]. Der Zündvorgang kann in drei Phasen unterteilt werden [77]:

I Der Funkendurchbruch: Wenige Nanosekunden

II Die Bogenentladung: Zwischen wenigen hundert Nanosekunden bis zu einigen hundert Mikrosekunden

III Die Glimmphase: Wenige Millisekunden

Die letzten beiden Phasen können dabei nicht immer eindeutig voneinander unterschieden werden, da ähnliche Prozesse vorherrschen [83]. Aufgrund ihrer Länge können diese Phasen mit dem verwendeten Detektionssystem erfasst werden. In der ersten Phase hat sich ein Funkenplasma zwischen den Elektroden der Zündkerze gebildet, welches in den folgenden Phasen aufrecht gehalten wird. Dies erhitzt die umgebende Gasphase auf mehrere 1000 K, wodurch Moleküle dissoziiert und chemische Reaktionen in Gang gesetzt werden. Die so entstehenden angeregten Radikale emittieren teilweise Strahlung im sichtbaren Spektrum. Diese wird zudem von breitbandigem Hintergrundleuchten überlagert und kann somit insgesamt als Eigenleuchten des Zündfunkens von der Kamera detektiert werden.

Aufgrund dessen ist die Detektion des Funkens unabhängig von der Position des Lichtschnitts. Zudem kann jedes Einzelbild der im Doppelbildmodus laufenden Kameras verwendet werden, womit sich eine Repetitionsrate für die Funkendetektion von 18 kHz ergibt. In jedem Einzelbild wird das Signal über die Belichtungszeit von ca. $55 \mu s$ ($0,66 \text{ }^\circ\text{KW}$) integriert.

Die Methode wird nur im Homogen-Magerbetrieb angewandt, da im Schichtbetrieb Mehrfachstreuung an den Kraftstofftropfen der zündnahen Einspritzung eine Bestimmung der Funkenposition ausschließt. Zur Illustration der Vorgehensweise sind in Abbildung 5.8 die einzelnen Bearbeitungsschritte für die Berechnung des Funkschwerpunkts dargestellt. Die linke Aufnahme zeigt ein unbearbeitetes Grauwertbild der Zündkerze. Die rote Konturlinie markiert den Bereich des Bügels der Zündkerze. Es sei anzumerken, dass der Bügel in Richtung der Kamera geöffnet ist. In dieser Region sind hohe Intensitäten zu beobachten, wobei neben dem Eigenleuchten des Funkens auch Reflexionen des Lasers an

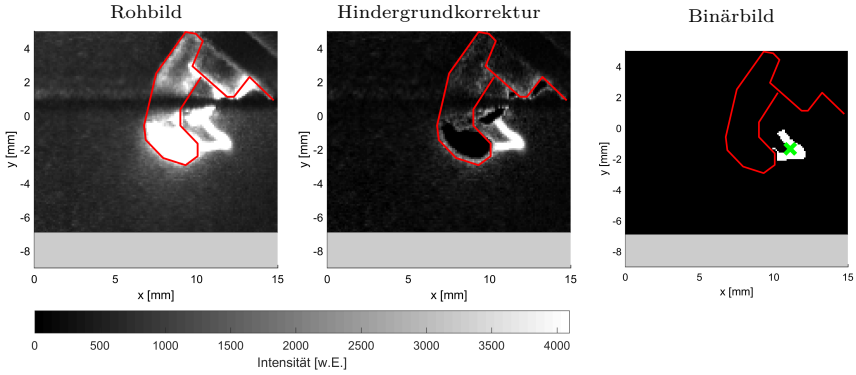


Abbildung 5.8: Vorgehensweise zur Berechnung der Funkenposition aus den Rohbildaufnahmen.

Bügel und Gewinde der Zündkerze überlagert sind. Um die Reflexionen von dem Funken zu trennen, wird analog zu den Vorverarbeitungsschritten zur PIV-Auswertung ein Zeitfilter verwendet (vgl. Kapitel 5.1.1). Dadurch werden die phasenfesten Reflexionen an der Zündkerze entfernt, während der fluktuierende Zündfunken erhalten bleibt. Das Zwischenergebnis ist in dem mittleren Bild der Abbildung 5.8 gezeigt, wo der Zündfunken bereits offensichtlich zu identifizieren ist. Ab dieser Stelle wird das gleiche Verfahren wie in der Einspritzdiagnostik verwendet, um den Zündfunken durch einen Schwellwert zu binarisieren.

Aus dem Binärbild wird dann mit

$$\mathbf{g} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N B(m,n) * \mathbf{p}(m,n) \quad (5.8)$$

der geometrische Schwerpunkt des Funkens \mathbf{g} bestimmt, wobei $B(m,n)$ den Binärwert des jeweiligen Pixels repräsentiert und $\mathbf{p}(m,n)$ die metrische Koordinate des Pixels. Das grüne Kreuz im rechten Bild markiert den berechneten Schwerpunkt. Mit der x- und y- Komponente des Schwerpunkts stehen nun zwei weitere skalare Parameter zur Charakterisierung der Verbrennung zur Verfügung.

5.2.3 Heizverlauf

Für die Bewertung des Heizverlaufs werden maßgeblich Parameter aus der Indizierung des optischen Motors abgeleitet. Dieser Abschnitt beschreibt die dafür benötigten thermodynamischen Gleichungen und Annahmen.

Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik und Verwendung der idealen Gasgleichung (vgl. Kapitel 2.1.3) wird der Brennverlauf dQ_B/dt mit

$$\frac{dQ_B}{dt} = \frac{1}{\kappa - 1} V \frac{dp}{dt} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} p \frac{dV}{dt} + \frac{dQ_W}{dt} + \frac{dQ_{BB}}{dt} \quad (5.9)$$

berechnet. Für den Wandwärmeverlust über die Wände Q_W und den Blow-By Verlust Q_{BB} werden etablierte Modelle verwendet [60, 91, 114]. Die ersten beiden Summanden

können unter Verwendung der Messdaten des Zylinderinnendruck aus der Hochdruckindizierung mit dem Isentropenexponenten κ direkt berechnet werden. Durch Veränderung der Systemgrenze kann der Brennverlauf auch über die umgesetzte Brennstoffmasse nach

$$\frac{dQ_B}{dt} = H_U \eta_U \frac{dm_B}{dt}, \quad (5.10)$$

mit dem unteren Heizwert H_U , der Brennstoffmasse m_B und Berücksichtigung der Verluste durch unvollständige Verbrennung η_U , berechnet werden.

Die Abbildung 5.9 zeigt einen typischen Brennverlauf über den °KWnLOT. Neben der momentanen Wärmefreisetzung ist auch deren Integral in der Grafik dargestellt. Daraus lassen sich charakteristische Punkte wie der Verbrennungsschwerpunkt bestimmen.

Für die Beschreibung der Verbrennung wird häufig auch der sog. Heizverlauf verwendet. Dieser beschreibt die dem System tatsächlich zugeführte integrale Energie abzüglich der Verluste. Demnach lässt er sich durch Integration der ersten beiden Summanden der Gleichung 5.9 ohne weitere Modellierung berechnen. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Heizverlauf verwendet, um daraus zur Parametrisierung der Verbrennung Kennzahlen abzuleiten:

- **Umsatzpunkte** Zeitpunkte mit einem definierten prozentualen Umsatz an zugeführter Energie. Diese werden mit H_{xx} bezeichnet, wobei xx den prozentualen Umsatz angibt. Der Verbrennungsschwerpunkt wird beispielsweise als H_{50} bezeichnet und der Brennbeginn mit H_{05} (vgl. Abbildung 5.9).
- **Heizdauer** Die Brenndauer wird als Zeitspanne zwischen den Umsatzpunkten definiert. Beispielsweise $H_{05} - H_{50}$ für die erste Brennhälfte.

Neben den Parametern aus dem Heizverlauf wird der indizierte Mitteldruck p_{mi} verwendet, welcher sich nach

$$p_{mi} = \frac{1}{V_H} \oint p dV = \frac{W_i}{V_H} \quad (5.11)$$

berechnet. Er repräsentiert die auf das Hubvolumen V_H normierte Arbeit W_i pro Zyklus. In anderen Worten: Der p_{mi} gibt jenen Druck an, der konstant im Zylinder herrschen

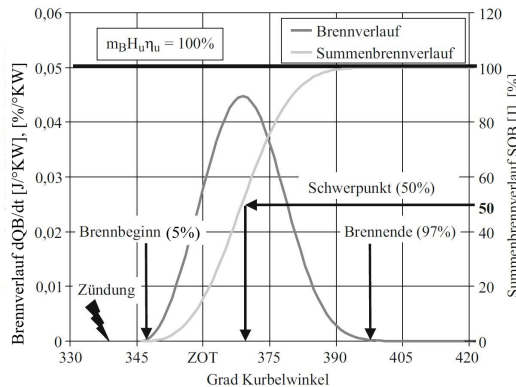


Abbildung 5.9: Charakteristische Größen des Brennverlaufs über °KWnLOT, aus [91].

müsste, um die gleiche Volumenänderungsarbeit zu verrichten [91]. Ferner wird der Spitzendruck während der Verbrennung p_{\max} zur Charakterisierung eingesetzt. Damit konnten aus dem Druckverlauf weitere Skalare abgeleitet werden, um die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Verbrennung zu parametrisieren.

5.2.4 Rußdetektion

Parallel zur bildgebenden Diagnostik und Motorindizierung wurde die emittierte Strahlung während der Verbrennung durch das Farb-Temperaturmessgerät (FTM) volumetrisch erfasst und spektral getrennt. Dies ermöglicht die Bestimmung der relativen Rußkonzentration durch die 2-Farben Methode. Diese wurde von Hottel und Broughton [61] erstmals verwendet und unter anderem von Kožuch [73], Schubiger [131], Zhao et al. [184] und Matsui et al. [86, 87] im Verbrennungsmotor angewandt. Die Methode wird an dieser Stelle knapp erläutert. Details können den eben genannten Arbeiten entnommen werden. Das Verfahren basiert auf dem Stefan-Boltzmann Gesetz, wonach die elektromagnetische Strahlungsleistung P_e eines Körpers maßgeblich von der Temperatur T abhängt [12]:

$$P_e = \epsilon k_B A T^4, \quad (5.12)$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist, A die Körperoberfläche und ϵ der Emissionskoeffizient. Dieser beträgt für einen schwarzen Strahler 1, wobei in der Realität meist von einem grauen Strahler ausgegangen wird, dessen ϵ zwischen 0 und 1 liegt. Weiter kann nach Max Planck durch die spektrale Strahlungsdichte $L_{P,\lambda}$ die Verteilung der emittierten Strahlung in Abhängigkeit der Wellenlänge λ und der Temperatur mit

$$L_{P,\lambda}(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)} \quad (5.13)$$

mathematisch beschrieben werden. Die beiden Konstanten werden mit

$$C_1 = \frac{2hc_0^2}{\Omega_0} \quad \text{und} \quad C_2 = \frac{hc_0}{k_B} \quad (5.14)$$

aus dem Planck'sches Wirkungsquantum h , der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 und dem Einheitsraumwinkel Ω_0 berechnet.

Wie in Abbildung 5.10 für zwei beispielhafte Zyklen A und B gezeigt, wurden bei den Messungen am Transparentaggregat die emittierte Strahlung während der Verbrennung für vier schmalbandige Spektralbereiche aufgezeichnet. Dabei sind die drei Banden bei 700 nm, 900 nm und 1050 nm maßgeblich auf die gerade beschriebene Schwarzkörperstrahlung zurückzuführen [73]. Unter der Annahme, dass es sich bei den Rußpartikeln um einen grauen Strahler handelt, wird Gleichung 5.13 für zwei Banden ins Verhältnis gesetzt. Nach Umformung kann somit die Rußtemperatur berechnet werden:

$$T = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}{\ln \left[\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \cdot \frac{U(\lambda_1)}{U(\lambda_2)} \cdot \frac{1}{K_L} \right]}. \quad (5.15)$$

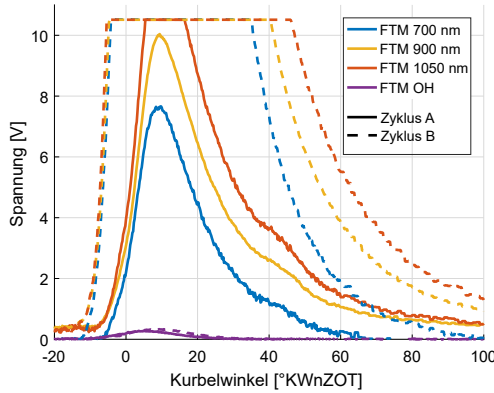


Abbildung 5.10: Rohsignale der vier extrahierten spektralen Banden für zwei beispielhafte Zyklen A (-) und B (- -).

Um vom Verhältnis der gemessenen Spannungen $U(\lambda, T)$ auf das der spektralen Strahlungsdichten zu schließen, wird der Kalibrierfaktor K_L mit Hilfe einer Strahlungsquelle bekannter Strahlungsdichteverteilung bestimmt. Daraus ergeben sich im vorliegenden Fall drei Kombinationsmöglichkeiten, um die Temperatur zu berechnen.

Im nächsten Schritt wird aus der Temperatur und der Strahldichte des Rußleuchtens die relative Rußkonzentration im Brennraum bestimmt. Dies geschieht mit Hilfe des Lambert-Beerschen Gesetzes, das die Intensitätsabschwächung einer Strahlung durch ein absorbierendes Medium beschreibt [12]. Nach diversen Umformungen und der Annahme dass Emissions- und Absorptionskoeffizient gleich sind (Kirchhoffsches Strahlungsgesetz), wird die relative Rußkonzentration aus den Messdaten folgendermaßen berechnet:

$$KL = -\lambda^n \cdot \ln \left(1 - \frac{U(\lambda)}{K_R \Omega_M} \cdot \frac{\lambda^5}{C_1} \cdot e^{\frac{C_2}{\lambda T}} \right). \quad (5.16)$$

Der Parameter Ω_M beschreibt den Raumwinkel des verwendeten Lichtleiters und der Kalibrierfaktor K_R wird ebenfalls an einer definierten Strahlungsquelle bestimmt, wobei diesmal der Raumwinkel des Kalibriersystems berücksichtigt wird. Der Exponent n ist eine empirische Konstante [61]. Allgemein ist der KL-Faktor dimensionslos und kann als die Rußkonzentration, normiert auf die Schichtdicke der Partikelwolke, betrachtet werden [131].

Um die relative Rußkonzentration für jeden Zyklus eindeutig zu bestimmen, muss ein geeigneter Zeitpunkt in der Expansion gewählt werden. Dazu wird das OH-Signal des FTMs verwendet. Das OH-Radikal wird in der Reaktionszone als Zwischenprodukt der Verbrennung bei sehr hohen Temperaturen (1550 - 2200 K) gebildet [164]. Daher kann die bei der Umsetzung des OH-Radikals emittierte Strahlung genutzt werden, um die Verbrennung zu detektieren. Sobald das OH-Signal nicht mehr detektierbar ist, wird davon ausgegangen, dass die Verbrennung abgeschlossen ist. Somit wird kein weiterer Ruß nachoxidiert und der gemessene Ruß zum Zeitpunkt des Verbrennungsendes

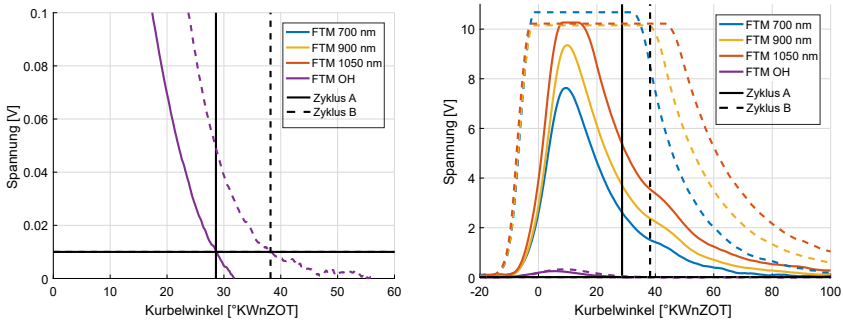


Abbildung 5.11: Bestimmung des dynamischen Auswertzeitpunkts der Signale durch OH-Schwellwert für die Zyklen A (-) und B (- -). Links: Detailansicht OH-Signal, Rechts: Gesamtansicht.

gelangt mit dem Abgas in die Umgebung. Die Detailansicht auf der linken Seite der Abbildung 5.11 zeigt den definierten Schwellwert bei 0,01 V inklusive des Verlaufs zweier beispielhafter Zyklen. Es wird ersichtlich, dass das Verfahren dynamisch die unterschiedlichen Signaldauern berücksichtigt. Auf der rechten Seite der Abbildung 5.11 sind die jeweiligen Zeitpunkte im gesamten Signalbereich markiert. Die Rohsignale wurden für die finale Auswertung geglättet und der Offset korrigiert. Die gestrichelten Verläufe zeigen, dass in einigen Zyklen das Rußleuchten auch am Ende der Verbrennung noch in Sättigung ist (Zyklus B). In diesen Fällen kann KL mit den verwendeten Formeln nicht zuverlässig berechnet werden. Allerdings kann aufgrund des starken Rußleuchtens angenommen werden, dass eine hohe Rußkonzentration vorliegt. Daher wird in diesen Fällen ein KL-Wert 10 % über dem höchsten regulär bestimmten KL-Wert festgelegt. Es sei anzumerken, dass durch die verfügbaren Signale mehrere Kombinationen möglich sind, um KL zu berechnen. Allerdings ist die relative Verteilung der KL-Werte über die Zyklen invariant gegenüber der Wahl der Signalkombination.

Somit können die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Ruß-Rohemission durch einen skalaren Parameter beschrieben werden.

5.3 Statistische Methoden

Dieser Abschnitt beschreibt die statistischen Methoden zur Untersuchung der Zyklus-zu-Zyklus-Variationen. In den vorherigen Abschnitten wurden zahlreiche skalare Parameter zur Beschreibung der Verbrennung definiert. Es gilt nun zum Einen diese Parameter untereinander in Zusammenhang zu setzen und zum Anderen die Abhängigkeiten der Parameter von der Strömung im Ganzen zu identifizieren. Um alle gemessenen Zyklen und °KW effizient in die Untersuchungen einzubeziehen, werden statistische Methoden verwendet. Diese ermöglichen außerdem Ursache-Wirkmechanismen herauszuarbeiten, welche auf einem statistisch belastbaren Fundament begründet werden.

5.3.1 Korrelationsanalyse

Diese Analyse basiert auf der Berechnung des Korrelationskoeffizientens R . Dieser beschreibt inwiefern zwei Größen im statistischen Sinn linear zusammenhängen. Im Allgemeinen wird für zwei beliebige Parameter ϵ und ϕ der Korrelationskoeffizient bei einem Stichprobenumfang von N mit

$$R_{\epsilon,\phi} = \frac{\sum_{i=1}^N (\epsilon_i - \bar{\epsilon})(\phi_i - \bar{\phi})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (\epsilon_i - \bar{\epsilon})^2 \sum_{i=1}^N (\phi_i - \bar{\phi})^2}} = \frac{\text{cov}(\epsilon, \phi)}{\sigma_\epsilon \sigma_\phi} \quad (5.17)$$

berechnet [94]. $R_{\epsilon,\phi}$ kann als eine auf die Standardabweichungen normierte Kovarianz interpretiert werden. Der Korrelationskoeffizient nimmt Werte zwischen -1 und 1 an, wobei folgendes gilt [124]:

- Für $R_{\epsilon,\phi} = \pm 1$ besteht zwischen ϵ und ϕ ein funktionaler Zusammenhang und alle Elemente der Stichprobe liegen auf einer Geraden.
- Ist $R_{\epsilon,\phi} = 0$, sind ϵ und ϕ unkorreliert, woraus eine stochastische Unabhängigkeit der beiden Größen folgt.
- Für $0 < |R_{\epsilon,\phi}| < 1$ gilt es die Korrelation auf Signifikanz zu prüfen, wobei zwei Größen umso stärker korreliert sind, je näher $|R_{\epsilon,\phi}|$ an 1 liegt.

Um die Korrelation auf Signifikanz zu prüfen, lässt sich anhand der t-Verteilung ein Hypothesentest nach R.A. Fisher [52, 53] durchführen (vgl. Kapitel 5.3.3). Voraussetzung dafür sind Variablen aus einer zweidimensionalen Normalverteilung. Geprüft wird die H_0 -Hypothese, dass beide Größen statistisch unabhängig sind, was zu $H_0: R_{\epsilon,\phi} = 0$ führt. Für den t-Test wird die Prüfgröße \hat{t} wie folgt berechnet:

$$\hat{t} = R_{\epsilon,\phi} \sqrt{\frac{N-2}{1-R_{\epsilon,\phi}^2}}. \quad (5.18)$$

Diese wird anschließend mit kritischen Schwellwerten $\hat{t}_{\alpha, N-2}$ der Prüfgröße verglichen. Für $\hat{t} > \hat{t}_{\alpha, N-2}$ wird die H_0 -Hypothese abgelehnt und die Alternativhypothese, $R_{\epsilon,\phi} \neq 0$, beide Größen sind korreliert, angenommen. Die Werte für $\hat{t}_{\alpha, N-2}$ sind in gängigen Handbüchern tabelliert [94, 112, 124] oder können mit kommerziellen Softwaretools wie *Matlab* berechnet werden. In dieser Arbeit wird das Signifikanzniveau üblicherweise auf $\alpha = 1\%$ festgelegt. Da sämtliche Parametervariationen grundsätzlich mit einer Statistik von $N_Z = 273$ Zyklen gemessen wurden, kann der kritische Schwellwert für signifikante Korrelationen direkt zu $R_{\alpha, N_Z} = 0,148$ bestimmt werden. Alle Korrelationen oberhalb dieses Schwellwerts werden als signifikant betrachtet, wobei die Irrtumswahrscheinlichkeit hierfür 1% beträgt.

Für die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Verbrennung und Strömung werden nun die skalaren Parameter der Verbrennung mit der Strömung korreliert. Die Methodik ist in Abbildung 5.12 schematisch dargestellt und wurde von Stiehl [142] erstmals eingeführt, wobei sie für diese Arbeit modifiziert und weiterentwickelt wurde. Im Grundsatz wird jeder einzelne Vektor des Strömungsfelds mit

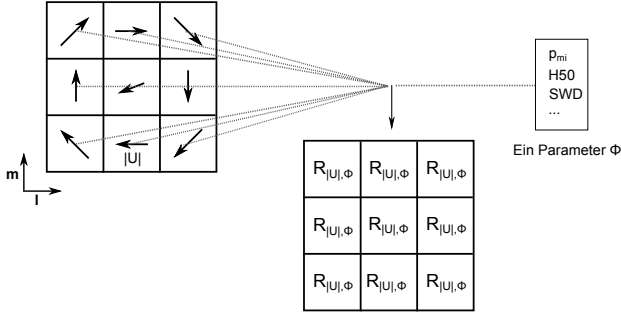


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung zur Berechnung des Korrelationsfeldes zwischen Strömung und Verbrennungsparametern.

einem Parameter Φ korreliert. Dazu muss der Strömungsvektor zunächst in eine skalare Größe umgewandelt werden. Hier wird in der Regel der Betrag der Strömung nach

$$|U| = \sqrt{U_x^2 + U_y^2} \quad (5.19)$$

verwendet. Es sind aber auch andere Größen wie der Richtungswinkel der Strömung denkbar. Damit wird anschließend der Korrelationskoeffizient für jede einzelne Vektorposition wie folgt berechnet:

$$R_{(|U|, \Phi), m, l} = \frac{\sum_{i=1}^{N_Z} (|U|_{i, m, l} - \overline{|U|}_{m, l})(\Phi_i - \bar{\Phi})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_Z} (|U|_{i, m, l} - \overline{|U|}_{m, l})^2 \sum_{i=1}^{N_Z} (\Phi_i - \bar{\Phi})^2}}. \quad (5.20)$$

Somit ergibt sich eine räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten, dessen Dimension dem des Strömungsfeldes gleicht. Dieses Korrelationsfeld abstrahiert die Zusammenhänge zwischen den Schwankungen des korrelierten Parameters und denen der Strömungsfelder aller gemessenen Zyklen in einem einzelnen Bild.

In Abbildung 5.13 wird die Darstellung des Korrelationsfeldes anhand einer beispielhaften Korrelation zwischen $|U|$ und p_{mi} erläutert. Die Farbskala zeigt den Korrelationskoeffizienten. Dabei wird der gerade beschriebene Schwellwert für signifikante Korrelationen $|R_{\alpha, N}|$ mit $\alpha = 1\%$ direkt adaptiert und alle Korrelationen unterhalb des Schwellwerts werden weiß hinterlegt. Somit können Strömungsregionen, zu deren Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der p_{mi} ¹³ sensitiv ist, identifiziert werden:

- Korrelationen in Richtung des blauen Spektrums zeigen eine negative Korrelation: Niedrige Strömungsgeschwindigkeit führt zu hohem p_{mi}
- Korrelationen in Richtung des roten Spektrums sind positiv: Hohe Strömungsgeschwindigkeit führt zu hohem p_{mi}
- Weiße Strömungsregionen sind nicht mit dem p_{mi} korreliert.

¹³ Andere skalare Parameter können äquivalent verwendet werden.

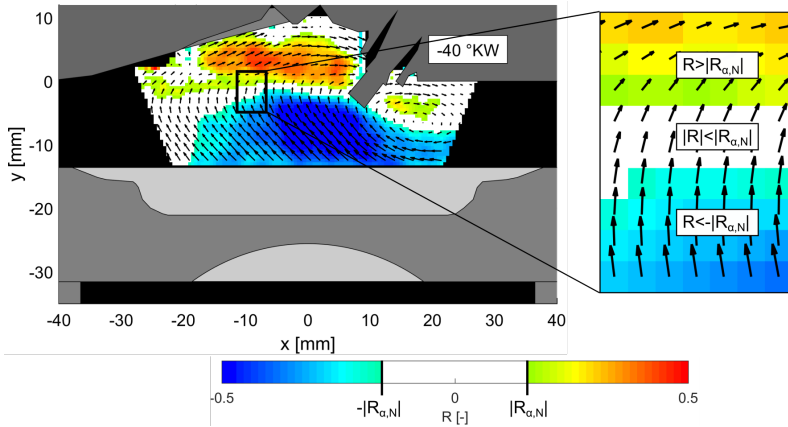


Abbildung 5.13: Korrelationsfeld für eine beispielhafte Korrelation zwischen $|U|$ und p_{mi} , $\alpha = 1\%$.

Die übrige Darstellung entspricht den klassischen Strömungsfeldern, wobei die Länge der Vektoren mit der Geschwindigkeit skaliert.

Das Korrelationsfeld wird für alle gemessenen Phasen in allen drei Ebenen berechnet. Dies ermöglicht ausgehend von der Verbrennung eine rückwärtige Analyse zur Verfolgung der relevanten Strömungsregionen über Zeit und Raum (vgl. Abbildung 5.15). Dadurch können Wirkmechanismen herausgearbeitet und die Ursachen der untersuchten Phänomene identifiziert werden.

Strömung-Strömungskorrelation

Neben den Korrelationen zwischen Strömung und Verbrennung kann die Methode auch für Korrelationen zwischen unterschiedlichen Strömungen verwendet werden. Gerade in Hinblick auf die multiplanaren Strömungsfelder bietet sich ein solches Vorgehen an, um Zusammenhänge zwischen den Strömungen der Ebenen festzustellen und mögliche dreidimensionale Strömungseffekte zu identifizieren. Allerdings muss dafür eine Größe der Korrelation parametrisiert werden, da eine Kreuzkorrelation jeder möglichen Vektorpaarung zu einer nicht auswertbaren Anzahl an Korrelationsfeldern führen würde. Um einen geeigneten Parameter zu definieren, der die Strömung eines jeden Zyklus durch eine skalare Größe beschreibt, werden die Korrelationsfelder der Strömung-Verbrennungskorrelation verwendet. Diese zeigen Strömungsregionen, die für den Verlauf der Verbrennung relevant sind. Hierbei handelt es sich in der Regel um kohärente Strukturen, deren Intensität sich durch räumliche Mittlung in einem Parameter zusammenfassen lässt.

Zur Veranschaulichung wird das Korrelationsfeld der Abbildung 5.13 betrachtet. Dieses zeigt weite Bereiche signifikanter Korrelationen. Um eine relevante kohärente Strömungsstruktur zu separieren, wird ein Schwellwert deutlich oberhalb des Signifikanzniveaus gewählt. In diesem Fall liegt dieser bei $|R_S| = 0.5$ und Abbildung 5.14 zeigt die Region, in der die Korrelation oberhalb des Schwellwerts liegt.

Erfüllen unterschiedliche Regionen das Kriterium, wird jene mit der größten zusammenhängenden Fläche gewählt. Diese wird anschließend räumlich gemittelt, wodurch sie für

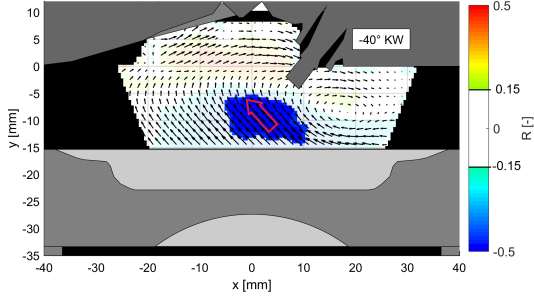


Abbildung 5.14: Region zur Parametrisierung der Strömung. Bestimmt nach dem Korrelationsschwellwert $|R_S| = 0.5$.

jeden Zyklus mit einem einzelnen Vektor charakterisiert werden kann:

$$U_{S,i} = \frac{1}{ML} \sum_{m=1}^M \sum_{l=1}^L U_i(m,l) * B_{R_S,i}(m,l). \quad (5.21)$$

Die Binärmatrix B_{R_S} ist für alle Vektoren oberhalb des Schwellwerts 1.

Mit dem Betrag oder der Richtung des Vektors U_S für den Parameter Φ kann nun das Korrelationsfeld nach Gleichung 5.20 berechnet werden. Dies ermöglicht die zeitliche Rückverfolgung relevanter Strömungsstrukturen über die gemessenen Ebenen, wie in Abbildung 5.15 illustriert.

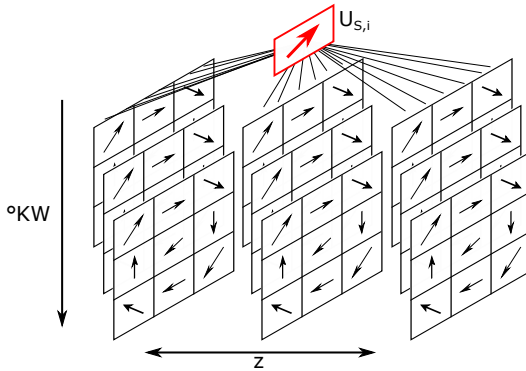


Abbildung 5.15: Schema zur Strömung-Strömungskorrelation über Zeit und Raum.

5.3.2 Konditionierte Statistik

Eine weitere statistische Analysemethode zur Untersuchung von Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen besteht in der Bildung von konditionierten Mittelwerten. Ähnlich zur

Korrelationsanalyse soll der Zusammenhang zwischen einem skalaren Parameter der Strömung oder der Verbrennung und dem Strömungsfeld hergestellt werden. Allerdings werden nicht alle Zyklen einbezogen, sondern nur die äußeren Ränder der Verteilung. In Abbildung 5.16 ist das Histogramm einer beispielhaften Verteilung gezeigt. Die jeweils äußeren

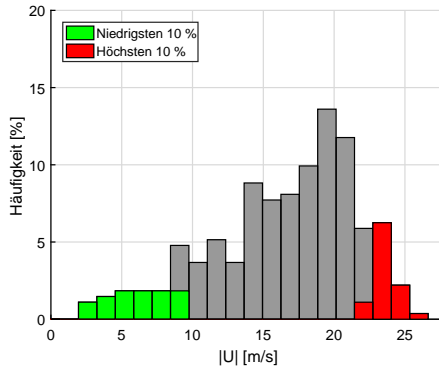


Abbildung 5.16: Beispielhafte Verteilung eines Parameters zur Bildung der konditionierten Statistik.

10 % der Verteilung sind farblich markiert und die entsprechenden Zyklen fließen in die Phasenmittlung nach Gleichung 5.3 ein. Die beiden resultierenden Strömungsfelder können miteinander verglichen und Unterschiede identifiziert werden. Es werden Unterschiede in jenen Regionen erwartet, die auch bei einer äquivalenten Korrelationsanalyse als signifikant eingestuft werden. Dabei ist der Abstraktionsgrad der konditionierten Mittelwerte geringer, da Unterschiede in Form und Stärke der Strömung offensichtlich sind, was ein Verständnis für die vorliegenden Wirkmechanismen erleichtert. Ein Anwendungsbeispiel ist in Abbildung 7.27 des Kapitels 7.4.3 zu finden.

5.3.3 Statistische Tests

Im Rahmen dieser Arbeit werden bei der Validierung der Messdaten und dem Vergleich von Strömungsfeldern statistische Tests eingesetzt, um etwaige Unterschiede zwischen den Strömungen beurteilen zu können. In diesem Abschnitt wird deren Anwendung vorgestellt. Umfassende Details zu der angewandten Statistik können Sachs und Hedderich entnommen werden [124]. Statistische Tests beruhen auf der Aufstellung einer Behauptung über einen Parameter oder einer Verteilung, die sogenannten H_0 -Hypothese. Auf Basis einer vorliegenden Stichprobe wird durch entsprechende Berechnungsverfahren eine Entscheidung über die H_0 -Hypothese herbeigeführt. Bei diesen Verfahren wird zunächst eine Prüfgröße berechnet, aus der anschließend der P-Wert bestimmt wird. Bei den hier betrachteten Zweistichprobenverfahren ist der P-Wert eine Funktion der Prüfgröße und den Umfängen der beiden Stichproben n_1 und n_2 , welcher Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. Durch das Signifikanzniveau α wird die unter Grenze für den P-Wert bestimmt, ab der die H_0 -Hypothese abgelehnt wird. In der Statistik haben sich Signifikanzniveaus von $\alpha = 0.05$ oder $\alpha = 0.01$ etabliert. Für $P < \alpha$ kann mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von α behauptet werden, dass die H_0 -Hypothese falsch ist. Im Folgenden wird die Berechnung der Prüfgröße der hier verwendeten statistischen Tests erläutert.

Zweistichproben t-test für den Vergleich von Mittelwerten

Der t-Test wird in dieser Arbeit verwendet, um zu überprüfen, ob der Phasenmittelwert zweier Strömungen \bar{U}_1 und \bar{U}_2 gleich ist. Somit ist die H_0 -Hypothese $\bar{U}_1 = \bar{U}_2$ und die Prüfgröße \hat{t} wird nach

$$\hat{t} = \frac{\bar{U}_1 - \bar{U}_2}{\sqrt{\left[\frac{N_1 + N_2}{N_1 N_2} \right] \cdot \left[\frac{(N_1 - 1)\hat{U}_1^2 + (N_2 - 1)\hat{U}_2^2}{N_1 + N_2 - 2} \right]}} \quad (5.22)$$

berechnet, wobei N_1 und N_2 die jeweiligen Anzahlen der Zyklen sind und \hat{U}_1^2 sowie \hat{U}_2^2 die Varianzen der Geschwindigkeiten. $P(\hat{t}, N_2, N_1)$ kann mit kommerzieller Software wie *MATLAB R2016a (MathWorks)* berechnet werden oder aus Tabellenwerken entnommen werden.

Zweistichproben F-Test für den Vergleich von Varianzen

Analog dazu prüft der F-Test die Varianzen zweier Strömungen mit der H_0 -Hypothese $\hat{U}_1^2 = \hat{U}_2^2$. Die Prüfgröße \hat{F} berechnet sich mit

$$\hat{F} = \frac{\hat{U}_2^2}{\hat{U}_1^2}. \quad (5.23)$$

Der P-Wert wird ebenfalls mit den oben genannten Methoden bestimmt.

Vergleich zweier Stichproben nach Kolmogoroff und Smirnof

Der Test nach Kolmogoroff und Smirnof (K-S-Test) überprüft schließlich die H_0 -Hypothese, ob zwei Stichproben derselben Grundgesamtheit entstammen. Er erfasst Unterschiede der Verteilungsform aller Art: Insbesondere Unterschiede der zentralen Tendenz, der Streuung, der Schiefe und des Exzesses und somit generelle Unterschiede der

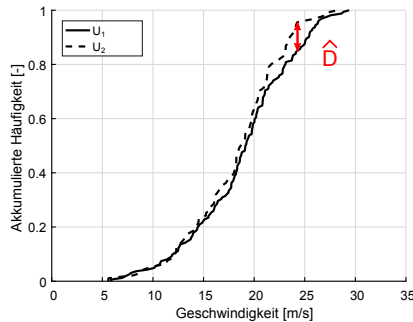


Abbildung 5.17: Illustration des Kolmogoroff-Test für zwei unabhängige Stichprobenverteilungen.

Verteilungsfunktion [124]. Als Prüfgröße \hat{D} dienen dabei die Absolutbeträge der größten Ordinatendifferenz zwischen zwei empirischen Verteilungsfunktionen $F(U_1)$ und $F(U_2)$

$$\hat{D} = \max|F(U_1) - F(U_2)|. \quad (5.24)$$

Zur Illustration ist \hat{D} in Abbildung 5.17 für die beiden Geschwindigkeitsfunktionen eingezeichnet. Der entsprechende P-Wert wird nach obigen Vorgehen bestimmt. Im Kontext dieser Arbeit können mit dem K-S-Test die Verteilungen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen zweier Strömungsstrukturen verglichen werden.

Kapitel 6

Validierung der Scanning-PIV

In diesem Kapitel werden Unsicherheiten und Einschränkungen betrachtet, die durch den Einsatz des AOD-Scanners auftreten. Zunächst wird die Schuss-zu-Schuss Präzision der Position des Lichtschnitts diskutiert. Dabei beruft sich diese Arbeit maßgeblich auf Ergebnisse von Li et al. [79] und behandelt zusätzliche Aspekte. Anschließend wird ausführlich auf Unsicherheiten und Limitierungen der PIV-Ergebnisse eingegangen. Dazu wurden Validierungsexperimente in Anlehnung an die Arbeiten von Neal et al. [97] und Sciacchitano et al. [133] durchgeführt. Die Experimente wurden am optisch zugänglichen Motor mit dem in Kapitel 4.3 beschriebenen Aufbau realisiert. Zur Validierung wurden geringfügige Modifikationen am experimentellen Aufbau vorgenommen, auf die an gegebener Stelle eingegangen wird.

6.1 Der Lichtschnitt

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des AOD-Scanners auf das Energieprofil des Lichtschnitts diskutiert. Dazu wurden die Lichtschnitte jeweils mit unveränderten Lasereinstellungen (9 kHz Doppelpulsfrequenz) an der selben Position (Ebene z_0) im Brennraum des Motors geformt, wobei für die Referenzmessung der Ein-Ebenen-PIV-Aufbau verwendet wurde (vgl. Abbildung 4.9). Der AOD wurde mit einer konstanter Scanfrequenz von 9 kHz betrieben. Neben der Vergleichsebene z_0 wurden die beiden Ventilebenen beleuchtet, ohne das Laserprofil dort aufzuzeichnen. Zur Absorption eines Großteils des Laserlichts wurde eine um 45° geneigte schwarz eloxierte Platte mittig im Brennraum platziert. Das übrige gestreute Licht wurde durch einen Graufilter (Transmission: 10^{-4}) mit Kamera 1 aufgenommen. In Abbildung 6.1 sind die normierten Intensitätsprofile entlang der Messebene z_0 (links) und die entsprechende Dicke des Lichtschnitts (rechts) dargestellt. Aufgrund eines Wärmeeintrags des Lasers in den Kristall des AODs wurde das Strahlprofil des Lasers verändert, wodurch sich die Positionen der Linsen zur Formung des Lichtschnitts zwischen Referenz- und Scanner-Messung unterschieden, um eine vergleichbare Beleuchtung des Brennraums zu realisieren. In der linken Grafik wurden beide Profile über die Dicke des Lichtschnitts aufsummiert, über 100 Einzelschüsse gemittelt und auf das mittlere Maximum der Referenzmessung normiert. Das Referenzprofil ist dabei deutlich breiter und in der Mitte des Brennraum annähernd konstant. Die geringere integrale Energie der Scanner-Messung ist in den Beugungsverlusten des AODs begründet. Die starken Schwankungen entlang des Profils werden durch die Rauigkeit der eloxierten Platte verursacht, wodurch das Licht unterschiedlich gestreut wird.

Die Profile der Dicke des Lichtschnitts auf der rechten Seite der Abbildung 6.1 wurden über den Bereich zwischen $x = -10$ mm und $x = 10$ mm gemittelt und anschließend nochmals über 100 Einzelschüsse gemittelt und auf das mittlere Maximum der Referenzmessung normiert. Die Halbwertsbreiten beider Profile sind im Rahmen der Messgenauigkeit

annähernd gleich und liegen zwischen 0,4 mm und 0,5 mm und können aufgrund der geringen Kameraauflösung (0,08 mm/Pixel) nicht näher bestimmt werden. Bei dem Profil der Scanner-Messung fällt eine sehr breite Verteilung unterhalb der normierten Intensität von 0,4 auf. Diese wird durch die Veränderung des Strahlprofils verursacht, welche auf den Wärmeeintrag des Lasers in den AOD Kristall zurückzuführen ist.

Die Präzision der Position des Lichtschnitts unter Verwendung eines AOD-Scanners wurde von Li et al. untersucht [79]. Diese Untersuchungen wurden mit demselben Scanner-System und einem vergleichbaren Doppelpuls laser (Edgewave IS411-DE Nd:YVO₄, 0.7 mJ/Puls) durchgeführt. Die Standardabweichung der Strahlposition lag bei ca. 9 μm und damit in der Größenordnung der generellen Präzision der Position des Laserstrahls. Außerdem betrug die Frequenz der Doppelpulse 30 kHz und war deutlich größer als die in dieser Arbeit verwendete Frequenz (9 kHz). Dadurch war der Wärmeeintrag in den AOD Kristall größer und die von Li festgestellten Abweichungen können als Maximalabschätzung verwendet werden.

Somit gibt es keine Einschränkungen in der Präzision der Position des Lichtschnitts durch Verwendung des AODs. Die Einflüsse des veränderten Strahlprofils und der geringeren Pulsenergie auf das gemessenen Strömungsfeld werden anhand von PIV-Messungen im folgenden Abschnitt diskutiert.

6.2 Unsicherheiten in der PIV-Methode

Es gibt in der Literatur zahlreiche Untersuchungen zur Optimierung der Präzision und Akkurathheit von planaren PIV-Messungen [3, 4, 68, 82, 88, 89, 118, 168, 169]. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden im experimentellen Aufbau (vgl. Kapitel 4.3) und bei der Berechnung der Vektorfelder berücksichtigt (vgl. Kapitel 5.1). Speziell zur Anwendung im Motor wurde von Reuss et al. [120] der Einfluss der Zylinderkrümmung auf die PIV Präzision untersucht und ein Abfall der Präzision nahe der Wand festgestellt. In den Arbeiten von Baum et. al [14, 15] wurden hochauflösende phasenfeste 2D2C PIV-Messungen am optischen Motor mit 2D2C HS-PIV Messungen üblicher Auflösung [23, 144] verglichen. Die Messungen haben sehr gute Übereinstimmung hinsichtlich Mittelwert und Standardabweichung der Vektorfelder gezeigt.

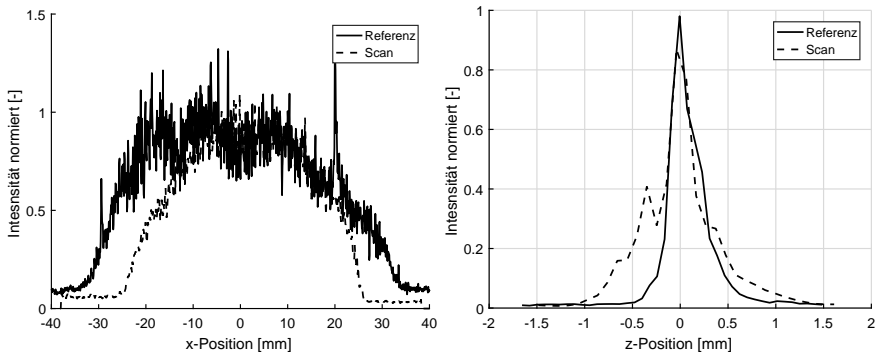


Abbildung 6.1: Normierte Intensitätsprofile des Lichtschnitts. Links: Profil in x-Richtung. Rechts: Dicke des Profils in z-Richtung.

Auf dieser Basis werden hier zusätzliche Unsicherheiten durch Anwendung des AOD-Scanners im optischen Motor diskutiert. Es gibt zwei wesentliche Aspekte, die die Qualität dieser PIV-Messungen beeinflussen:

- Verringerung der Pulsenergie des Lasers auf ca. 45 % der ursprünglichen Pulsenergie aufgrund der Beugungseffizienz des Scanners.
- Reduktion des Abbildungsmaßstabs um die Schärftiefe zu maximieren, in Kombination mit der verbleibenden reduzierten Schärfe der Abbildung durch den großen Abstand der gemessenen Ebenen.

In den letzten Jahren wurden einige Methoden entwickelt, um die Unsicherheit von PIV-Messungen zu quantifizieren [34, 134, 153, 171]. Die Arbeiten von Neal et al. [97] und Sciacchitano et al. [133] fassen diese Methoden zusammen und vergleichen sie anhand eines Referenzexperiments. Das Referenzexperiment wurde in dieser Arbeit für den Motor adaptiert, um die Unsicherheiten der PIV-Messungen durch den Scanner sukzessive zu quantifizieren. Für die Validierung wurde das Strömungsfeld in der z_0 -Ebene des optisch zugänglichen Motors untersucht. Im ersten Schritt wurden Referenzmessungen bei maximaler Kameraauflösung und somit maximalen Abbildungsmaßstab sowie maximaler Pulsenergie durchgeführt. Dazu wurde der optische Aufbau für Ein-Ebenen-PIV Messungen (siehe Kapitel 4.3) verwendet. Die Position von Kamera 1 (K1) wurde verändert, um den Abbildungsmaßstab zu optimieren und die Auflösung des CMOS-Sensors maximal zu nutzen. Diese Referenzmessungen sind von den Parametern und der Qualität vergleichbar mit 2D2C-HS-PIV-Untersuchungen in der Literatur [14, 15, 144]. Somit sind für diese Arbeit experimentelle Referenzdaten vorhanden und zusätzliche Unsicherheiten durch das AOD-Scanning können anhand eines Abgleichs der Strömungsfelder bestimmt werden. Dazu wurde im zweiten Experiment der AOD-Scanner eingesetzt und der experimentelle Aufbau glich jenem, der für die multiplanaren Strömungsmessungen im Motor verwendet wurde (vgl. Kapitel 4.3). Lediglich die Kamera 1 hatte die Einstellungen des Referenzexperiments. Für den Vergleich zu der Zielkonfiguration des multiplanaren Scanning-PIV Aufbaus wurde die zweite Kamera simultan bei reduzierter Auflösung und einer Fokussierung zur Aufnahme der Ebenen z_0 und z_{18} eingesetzt. Die Parameter der beiden Validierungsexperimente sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Mit beiden Experimenten können die Auswirkungen der reduzierten Pulsenergie und der verringerten Auflösung in der Ebene z_0 getrennt betrachtet werden:

- Unsicherheiten durch reduzierte Pulsenergie können durch den Vergleich der Referenzmessung mit denen der Scanner-Messung beurteilt werden. Es werden phasengemittelten Strömungsfelder, deren Standardabweichung und die Verteilung der Einzelzyklen verglichen, wobei hierzu die Aufnahmen der Kamera 1 bei maximaler Auflösung verwendet werden.
- Auflösungseffekte können durch den Vergleich der simultanen Aufnahmen von Kamera 1 mit Kamera 2 aus der AOD-Messung bestimmt werden. Neben den gemittelten Strömungsfeldern ist hier auch ein Vergleich der instantanen Strömung möglich.

Die Ergebnisse der Validierungsmessungen werden in den beiden folgenden Abschnitten diskutiert.

Tabelle 6.1: Experimentelle Parameter und Betriebspunkt der Validierungsexperimente.

Bezeichnung	Referenzmessung	Scanner-Messungen	
		Kamera 1	Kamera 2
Auflösung	1024 x 665 Pixel	1024 x 665 Pixel	640 x 424 Pixel
Pixelgröße	28 μm	28 μm	20 μm
Fokussierte Ebene	z0	z0	z0, z18
Abbildungsmaßstab	0,35	0,35	0,18
Pixel/mm	12,5	12,5	9
Korrelationsfester final	32 x 32 Pixel	32 x 32 Pixel	24 x 24 Pixel
Vektorauflösug	2,3 mm	2,3 mm	2,6 mm
Pulsenergie Laser	1,1 mJ		0,5 mJ
Aufnahmefrequenz	9 kHz		9 kHz
Zyklenanzahl	162		91
Betriebspunkt			
Drehzahl		2000 rpm	
Brennverfahren		Schicht	
Einlass öffnet		15,5 °KWnLOT	
Tumblesteller		0°	

6.2.1 Einfluss der Laserenergie

Zunächst werden die phasengemittelten Strömungsfelder der Referenzmessung und der Scanner-Messung in Abbildung 6.2 qualitativ verglichen. Es werden vier repräsentative Phasen des Motorzyklus gezeigt: Einlassphase (-270,67 °KWnZOT), unterer Totpunkt (-182,67 °KWnZOT), Kompression (-90,67 °KWnZOT) und das letzte gemessene Strömungsfeld vor der ersten Schichteinspritzung (-38,67 °KWnZOT). Wie Tabelle 6.1 zu entnehmen ist, besitzen beide Strömungsmessungen die gleiche Vektorauflösung und werden auf des Einheitsgitter transformiert (Vektorabstand 0.5 mm, siehe Kapitel 5.1). Für die Phasenmittlung der Referenzmessung (links) werden 162 Zyklen verwendet und bei der Scanner-Messung (rechts) sind es 91 Zyklen. Die Strömungsfelder zeigen in der Einlassphase (-270.67 °KWnZOT) eine sehr gute Übereinstimmung. Die Struktur der Strömung ist im zentralen Bereich des Zylinders von $x = -25\text{ mm}$ bis $x = 25\text{ mm}$ weitestgehend gleich und der Geschwindigkeitsbetrag stimmt ebenfalls überein. In den Randbereichen ab $x = \pm 25\text{ mm}$ treten jedoch erhebliche Unterschiede auf. Das Strömungsfeld der Scanner-Messung hat in diesem Bereich starke Gradienten und die Vektoren zeigen in willkürliche Richtungen. Dies zeigt deutlich, dass eine Detektionsschwelle für die PIV erreicht ist. Aufgrund des gaußförmigen Laserprofils (vgl. Abbildung 6.1) fällt die Intensität der beleuchteten Partikel zum Rand des Zylinders ab. In Kombination mit der verringerten Laserpulsenergie durch den AOD wird der Kontrast der Partikel zum Hintergrund so gering, dass der PIV-Algorithmus keine Partikelbewegung berechnen kann. In den Randbereichen des Zylinders ist bei der Scanner-Messung in dieser Phase keine Auswertung der Strömung möglich.

In der folgenden dargestellten Phase bei -182,67 °KWnZOT ist eine sehr gute Übereinstimmung für den gesamten sichtbaren Bereich der motorischen Strömung zu sehen. Dies gilt insbesondere für die vertikal Position der Region mit hoher Geschwindigkeit am linken Rand des gemessenen Feldes. Diese Strömung ist relevant für die Bildung der Tumbleströmung in der Kompression [98]. Die Randbereiche sind in dieser Phase auch für die Scanner-Messung auswertbar, da der Kolben im UT steht. Durch die Linse auf der Unter-

seite des Kolbenbodens und den nun längeren Weg durch den Zylinder ist der Lichtschnitt im Bereich der optischen Zugänge stärker aufgeweitet und somit die Intensität homogener im Brennraum verteilt, wodurch der Kontrast der Partikel der Scanner-Messung in den Randbereichen ausreichend ist, um ein Strömungsfeld zu berechnen.

In der Kompression bei $-90,67^\circ \text{KWnZOT}$ ist die Übereinstimmung in zentralen Bereichen des Zylinders von $x = -25 \text{ mm}$ bis $x = 25 \text{ mm}$ sehr gut. Aufgrund der Kolbenposition sind die Randbereiche der Scanner-Messung abermals nicht auswertbar. Ansonsten werden Betrag und Struktur der Strömung sehr gut erfasst und gerade die Lage des Tumblezentrums stimmt überein.

Ähnliches gilt für die letzte gezeigte Phase vor der ersten Einspritzung ($-38,67^\circ \text{KWnZOT}$). Durch die Kolbenmulde ist der messbare Bereich generell kleiner und die Strömung im Bereich von $x = -20 \text{ mm}$ bis $x = 20 \text{ mm}$ vergleichbar. Die motorisch relevante starke Aufwärtsströmung direkt über dem Kolben [23, 74, 143] stimmt qualitativ sehr gut überein. Aufgrund ihrer Relevanz für die Schichtverbrennung wird dieser Bereich im späteren Verlauf dieses Abschnitts genauer betrachtet.

Vergleich der Geschwindigkeitsprofile

Für einen quantitativen Vergleich zwischen Referenzmessung und Scanner-Messung sind horizontale bzw. vertikale Profile der x -Komponente und der y -Komponente der Geschwindigkeit (u_x , u_y) bei $90,67^\circ \text{KWnZOT}$ in Abbildung 6.3 dargestellt. Die oberen Graphen zeigen die jeweiligen phasengemittelten Geschwindigkeiten beider Profile und darunter sind die entsprechenden Standardabweichungen der Geschwindigkeitskomponenten abgebildet. Die Positionen des horizontalen Profils bei $y = -15 \text{ mm}$ und des vertikalen Profils bei $x = 0 \text{ mm}$ sind in dem Strömungsfeld unten eingezeichnet. Der Vergleich der mittleren Geschwindigkeiten zeigt eine hervorragende Übereinstimmung beider Komponenten in den jeweiligen Profilen. Wie der qualitative Vergleich bereits gezeigt hat, weicht das horizontale Profil der Scanner-Messung in den Randbereichen durch das Erreichens der Detektionsschwelle deutlich ab. Im vertikalen Profile ist lediglich direkt am Zylinderkopf eine Abweichung zu erkennen.

Die Größenordnung der Standardabweichungen stimmen ebenfalls gut überein. Geringe Abweichungen sind zu erkennen, wobei der generelle Verlauf übereinstimmt. Vergleiche von Baum et al. [15] zeigen ähnliche Abweichung bei der Validierung von HS-PIV-Messungen anhand hoch aufgelöster phasenfester PIV mit vergleichbarer Statistik. Daher kann den Scanner-Messungen gegenüber der Referenz insgesamt eine sehr gute Qualität attestiert werden.

Statistik der Geschwindigkeitsverteilung

Abschließend wird die Geschwindigkeitsverteilung vor der ersten Einspritzung betrachtet. Untersuchungen an diesem Prüfstand mit verschiedenen Motorgeometrien haben gezeigt, dass die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Schichteinspritzung und die anschließende Verbrennung signifikant mit den Strömungsschwankungen vor der ersten Einspritzung korrelieren [23, 74, 142, 143]. Speziell die Schwankungen der Aufwärtsströmung direkt über dem Kolben haben sich auf die Verbrennung ausgewirkt. Daher ist eine detaillierte Validierung der Strömung in den sensiblen Regionen für die Überprüfung der Anwendbarkeit der Scanner-Messtechnik von entscheidender Bedeutung. In Abbildung 6.4 ist der relevante Bereich in dem unteren Strömungsfeld mit einem schwarzen Rechteck markiert. Um die Verteilung dieser Strömung über die aufgenommenen Zyklen zu quantifizieren,

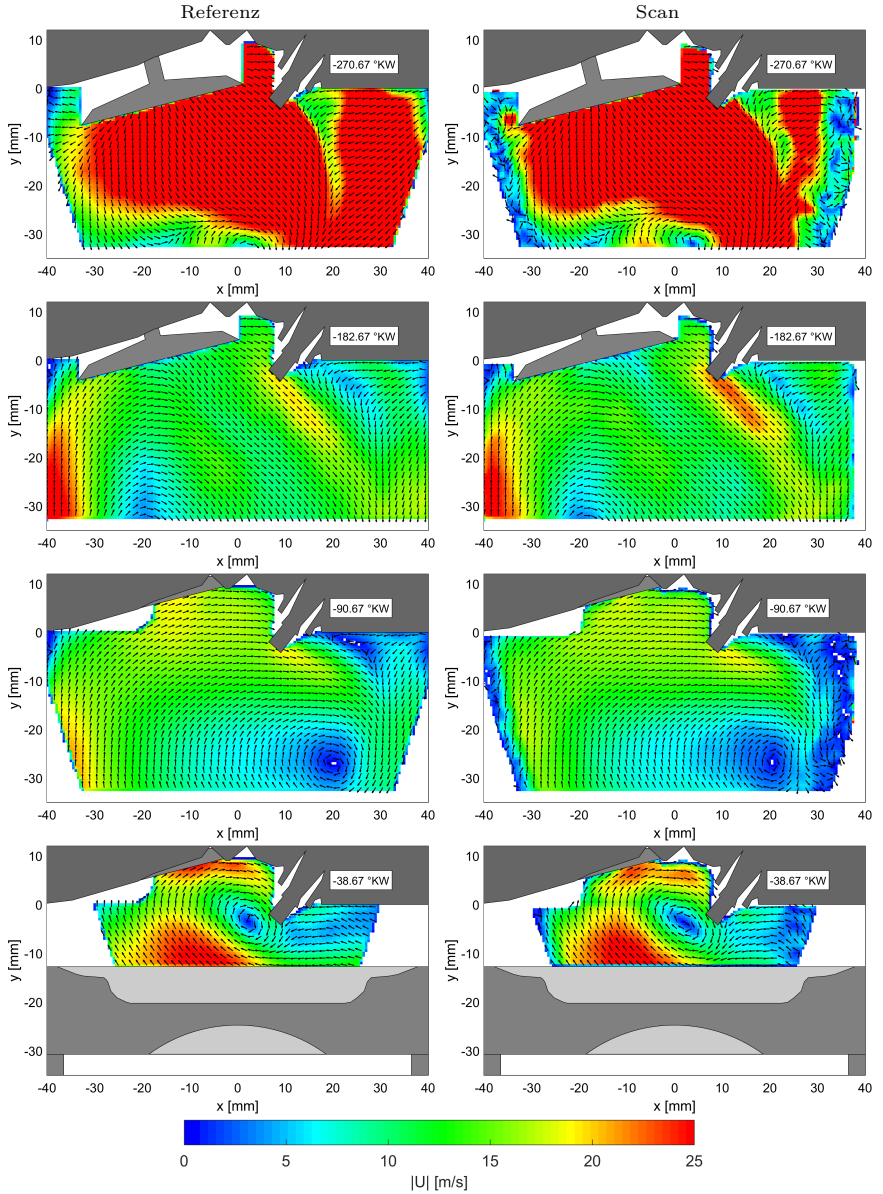


Abbildung 6.2: Phasengemittelte Strömung in der Ebene z_0 . Links: Vektorfelder aus der Referenzmessung. Rechts: Vektorfelder aus der Scanner-Messung. Die Farbskala zeigt den lokalen Betrag der Strömungsgeschwindigkeit, jeder dritte Vektor ist dargestellt.

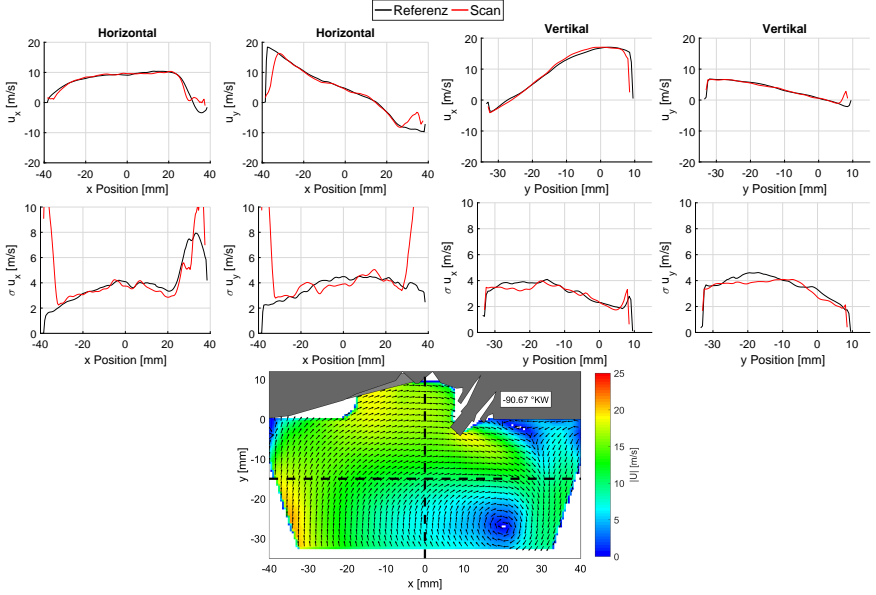


Abbildung 6.3: Horizontale Profile bei $y = -15$ mm (links) und vertikale Profile bei $x = 0$ mm (rechts) der x- und y-Komponenten der phasengemittelten Strömung bei $-90,67^\circ \text{KWnZOT}$ in der Ebene z0. Oben: Mittelwert der Komponenten. Mitte: Standardabweichung der Komponenten. unten: Markierung der Profile im Strömungsfeld.

wird die Strömung innerhalb des markierten Bereichs für jeden Zyklus wie folgt räumlich gemittelt:

$$|U|_M = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{i(x=-15)}^{x=5} \sum_{j(y=-12,5)}^{y=-5} u_{x,i,j} \right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{i(x=-15)}^{x=5} \sum_{j(y=-12,5)}^{y=-5} u_{y,i,j} \right)^2} \quad (6.1)$$

Die Variable N ist dabei die Anzahl der Vektoren im ausgewerteten Bereich und der Betrag der räumlich gemittelten Strömung wird als $|U|_M$ bezeichnet. Die Indizes i und j sind die Laufvariablen in x- bzw. y-Richtung.

Das Histogramm auf der linken Seite der Abbildung 6.4 ist auf die jeweilige Anzahl der Zyklen normiert und es werden 20 Klassen von $|U|_M$ im gemeinsamen Wertebereich beider Messungen gebildet. Beide Verteilungen liegen sehr gut übereinander. Die Breite dieser Verteilungen ist nahezu gleich und die maximale Häufigkeit liegt bei $|U|_M = 20$ m/s. Beide sind asymmetrisch zur maximalen Geschwindigkeit mit einem leichten Übergewicht zu kleineren Geschwindigkeiten. Dies wird von den empirischen Verteilungsfunktionen auf der rechten Seite in Abbildung 6.4 unterstrichen, die aufzeigt, dass 60 % aller Geschwindigkeiten kleiner als 20 m/s sind. Kleine Abweichungen sind bei 24 m/s zu erkennen.

Um zu überprüfen, ob die Abweichungen in den Verteilungen signifikant sind, werden mithilfe der empirischen Verteilungsfunktionen einige statistische Tests durchgeführt. Zunächst werden der Mittelwert und die Varianz mit Hilfe des t-Tests bzw. F-tests auf Über-

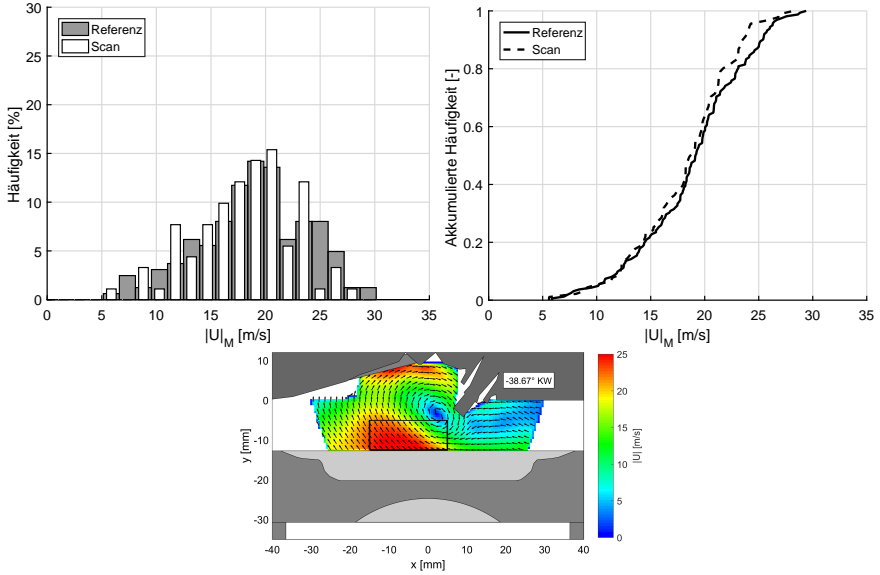


Abbildung 6.4: Vergleich der Zyklus-zu-Zyklus-Verteilung des räumlich gemittelten Strömungsbetrags für Referenzmessung und Scanner-Messung bei $-38,67^\circ \text{KWnZOT}$. Links: Histogramm der Strömung. Rechts: Empirische Verteilungsfunktionen beider Messungen. Unten: Gemittelte Region markiert im Strömungsfeld $-15 \text{ mm} \leq x \leq 5 \text{ mm}$; $-12 \text{ mm} \leq y \leq -5 \text{ mm}$.

einstimmung geprüft [124]. In beiden Fällen liegen der P-Wert $P_t = 0,35$ und $P_F = 0,35$ weit jenseits üblicher Signifikanzniveaus (i.R. $\alpha = 0,05$) und Mittelwert und Varianz können im statistischen Sinne als gleich betrachtet werden. Abschließend werden die Verteilungen insgesamt verglichen, um etwaige Unterschiede in der Form der Verteilung zu berücksichtigen. Dazu wird ein Test nach Kolmogoroff und Smirnow durchgeführt [124]. Dieser Test geht davon aus, dass zwei Stichproben aus der gleichen Grundgesamtheit entstammen und überprüft diese Annahme auf Richtigkeit. Der Test wird in Kapitel 5.3.3 näher erläutert. Angewandt auf die Verteilungen der beiden Messungen ergibt sich eine P-Wert $P_{KS} = 0,45$. Diese liegt ebenfalls deutlich über üblichen Signifikanzniveaus, wodurch die Annahme der gemeinsamen Grundgesamtheit nicht verworfen werden muss und beide Verteilungen im statistischen Sinne gleich sind. Somit sind die Scanner-Messungen zur Beurteilung der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in motorisch relevanten Bereichen uneingeschränkt nutzbar. Neben der Validierung der Scanner-Messung kann festgestellt werden, dass die gezeigten Ergebnisse generell für eine sehr gute Reproduzierbarkeit der innermotorischen Strömung sprechen, was von dem Betriebspunkt mit vergleichbar hoher Drehzahl (2000 U/min) und Schichtverbrennung unterstrichen wird.

Im nächsten Abschnitt werden zusätzliche Unsicherheiten in der Strömungsmessung durch die reduzierte Kameraauflösung diskutiert, um die Qualität der Scanner-Messung abschließend zu beurteilen.

6.2.2 Einfluss Auflösung und Fokus

Der Vergleich der Strömungsfelder, berechnet aus unterschiedlichen Kameraaufnahmen, erfolgt nach dem Muster des vorherigen Abschnitts. Es sei nochmals hervorgehoben, dass die Strömungsfelder diesmal simultan gemessen wurden, und somit die Ergebnisse aus denselben 91 Zyklen berechnet wurden. Wie Tabelle 6.1 zu entnehmen ist, wurden für die Berechnung der Vektorfelder aus den Rohbildern der Kamera mit reduzierter Auflösung kleinere finale Korrelationsfenster verwendet, um annähernd die gleiche Vektorauflösung zu erhalten. Generell ergibt sich daraus für die Vektorfelder systembedingt eine geringere Dynamik im Vergleich mit der maximalen Auflösung: Nach Adrian et al. [1] liegt die minimale Auflösung der digitalen PIV bei einer Partikelbewegung von 0,1 Pixel. Somit ergibt eine Abbildung des gleichen physikalischen Raums auf weniger Pixel eine Reduktion der Dynamik, im vorliegenden Fall um 25 %.

Zusätzlich ergeben sich Unsicherheiten durch die Defokussierung der Partikel. Der Fokus der zweiten Kamera liegt zwischen der Ebene z_0 und z_{18} , um aus beiden Aufnahmen Vektorfelder zu berechnen. Mit dem vorliegenden Abbildungsmaßstab und den in Kapitel 3.1.3 erörterten theoretischen Betrachtungen zur Schärfentiefe, kann für Kamera 2 eine theoretische Schärfentiefe von 16,3 mm berechnet werden. Somit liegen beide Ebenen mit einem Abstand von 18 mm außerhalb dieses Bereichs und sind leicht unscharf. Generell kann eine Defokussierung der Partikel in der PIV-Berechnung vorteilhaft sein, da nach Westerweel [169] der optimale Partikeldurchmesser zwischen 2 und 3 Pixel liegt. Mit weiter zunehmenden Durchmesser sinkt die Präzision allerdings. Inwiefern diese Effekte die Qualität der PIV-Messungen beeinflussen, soll im Folgenden erörtert werden.

In Abbildung 6.5 sind die phasengemittelten Vektorfelder, ermittelt aus Aufnahmen mit maximaler Auflösung (links) und reduzierter Auflösung (rechts), dargestellt. Es sind die gleichen Phasen wie im vorherigen Abschnitt gezeigt und beide Felder sind auf das Einheitsgitter transformiert. Generell ist bei allen Phasen eine sehr gute Übereinstimmung der Vektorfelder im zentralen Bereich des Zylinders festzustellen. Sowohl die Struktur der Strömung als auch der Betrag gleichen sich. In den Randbereichen hat sich die Anzahl der Fehlvektoren allerdings erhöht. Dies liegt an der Unschärfe der Partikel bei den Aufnahmen mit reduzierter Auflösung. Wie bereits erwähnt, ist das Energieprofil des Lasers annähernd gaussförmig und die Energie sinkt in Richtung Zylinderwand. Verteilt sich nun die Intensität des gestreuten Lichts der Partikel aufgrund der Unschärfe auf mehrere Pixel, ist eine Detektionsschwelle für die PIV Berechnung früher erreicht. Durch die geringere Partikeldichte während der Einlassphase tritt der Effekt in den Randbereich bei $-270,67^\circ \text{KWnZOT}$ deutlicher hervor als bei $-90,67^\circ \text{KWnZOT}$, obwohl die Kolbenposition gleich ist. Auch im UT bei $-182,67^\circ \text{KWnZOT}$ konnte nicht der gesamte sichtbare Bereich ausgewertet werden. Daher wurde der Auswertebereich der zweiten Kamera horizontal auf $x = \pm 35 \text{ mm}$ beschränkt. Innerhalb des detektierbaren Bereiches sind in Abbildung 6.5 allerdings keine qualitativen Unterschiede festzustellen.

Vergleich der Geschwindigkeitsprofile

Für eine detaillierte Analyse sind in Abbildung 6.6 abermals ein horizontales und ein vertikales Profil der beiden Geschwindigkeitskomponenten bei $-90,67^\circ \text{KWnZOT}$ dargestellt. Da hier Berechnungen aus denselben Zyklen präsentiert werden, ist die Anforderung an die Übereinstimmung im Vergleich zum vorherigen Abschnitt deutlich höher. Der Mittelwert der Komponenten ist oben gezeigt und stimmt in beiden Profilen hervorragend überein. Die darunter abgebildeten Standardabweichungen stimmen ebenfalls sehr gut überein. Bei der x-Komponente ist ein leichter Phasenversatz zu erkennen, der durch die gering-

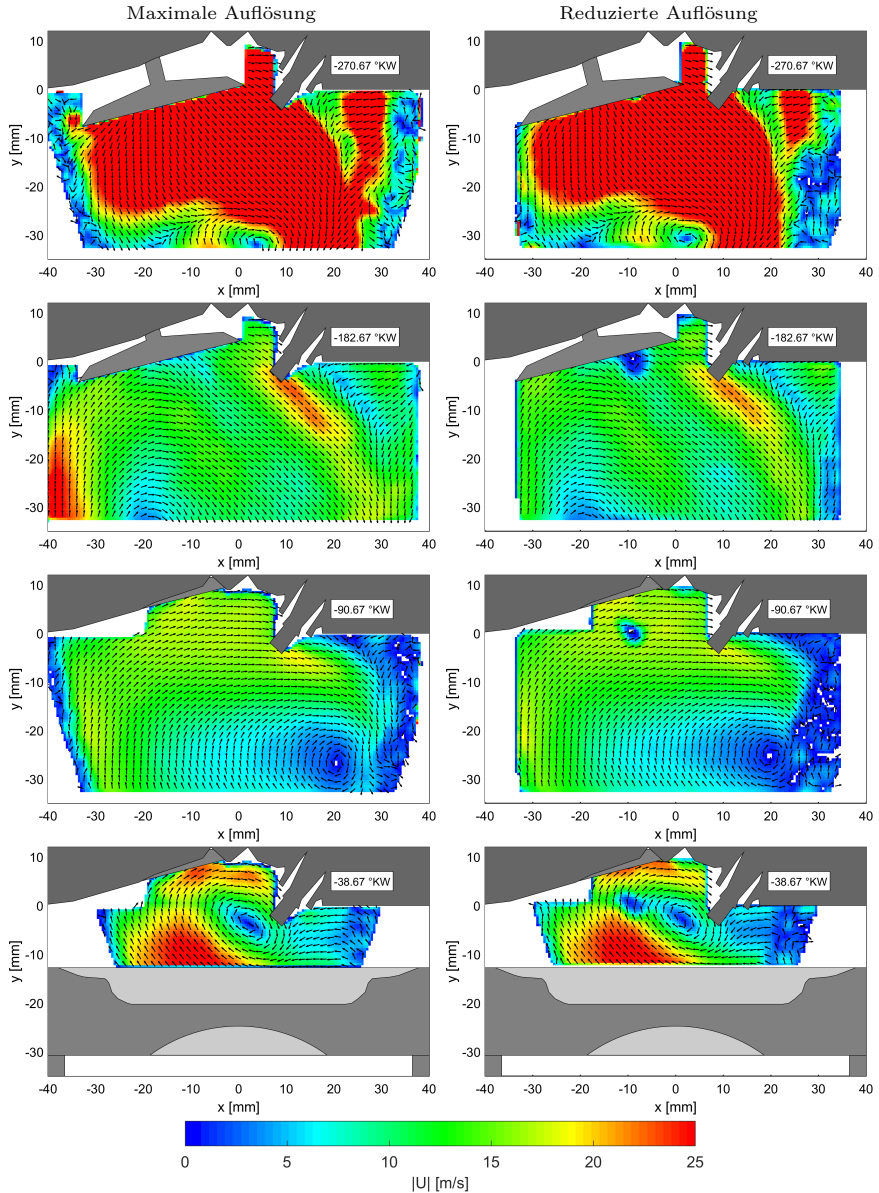


Abbildung 6.5: Phasengemittelte Strömung aus Scanner-Messung in der Ebene z_0 ; Links: Kamera mit maximaler Auflösung, Rechts: Kamera mit reduzierter Auflösung. Die Farbskala zeigt den lokalen Betrag der Strömungsgeschwindigkeit, jeder dritte Vektor ist dargestellt.

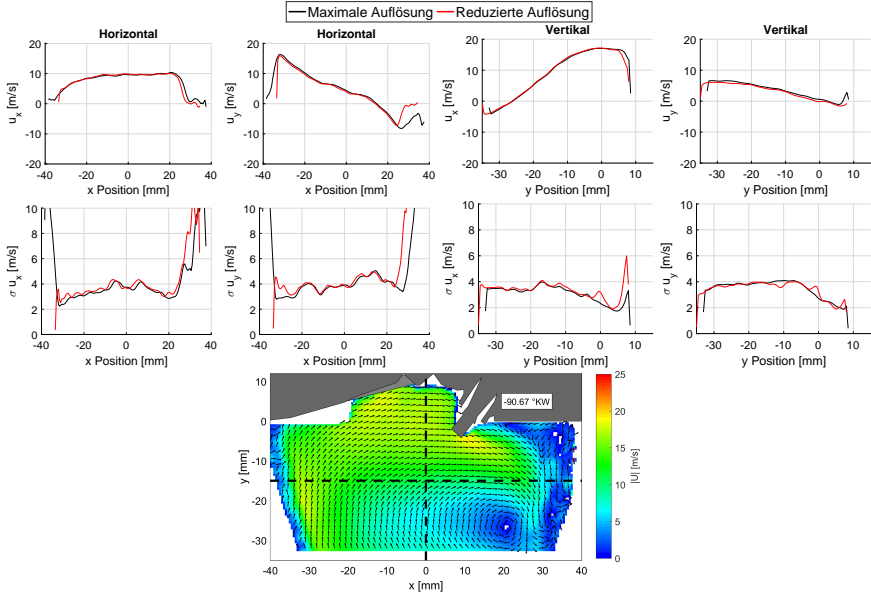


Abbildung 6.6: Horizontale Profile bei $y = -15$ mm (links) und vertikale Profile bei $x = 0$ mm (rechts) der x - und y -Komponenten der phasengemittelten Strömung bei $-90,67^\circ$ KWnZOT in der Ebene z_0 . Oben: Mittelwert der Komponenten. Mitte: Standardabweichung der Komponenten. Unten: Markierung der Profile im Strömungsfeld.

gen Unterschiede der Vektorauflösung in Kombination mit der Transformation auf das Einheitsgitter verursacht werden kann. Eine weitere Quelle für minimale Abweichungen der Standardabweichung liegt in der geringeren Dynamik der Scanner-Messung. Bei dem vertikalen Profil sind Unterschiede direkt am Zylinderkopf zu erkennen. Diese werden vermutlich durch Reflexionen des Laserschnitts am Zylinderkopf verursacht, die sich aufgrund der unterschiedlichen Position der Kameras unterscheiden. Insgesamt kann im zentralen Bereich keine Verschlechterung der Qualität durch die reduzierte Auflösung festgestellt werden.

Statistik der Geschwindigkeitsverteilung

Die Betrachtung der Zyklus-zu-Zyklus-Verteilung der Aufwärtsströmung in Abbildung 6.7 bestätigt die Qualität der Messungen mit reduzierter Auflösung. Die Strömung wurde wie im vorherigen Abschnitt nach Formel 6.1 räumlich gemittelt. Breite und Maximum des Histogramms auf der linken Seite stimmen sehr gut überein. Die Unterschiede bei den einzelnen Klassen lassen sich mit der geringeren Dynamik der Messung mit reduzierter Auflösung erklären (ca. $0,5$ m/s), wodurch bei einer Klassenbreite von 1 m/s die Zuordnung bei benachbarten Klassen unterschiedlich ausfallen kann. Die empirischen Verteilungsfunktionen auf der rechten Seite bestätigen die These. Beide Funktionen liegen nahezu perfekt übereinander und alle relevanten statistischen Tests (t-Test, F-Test, Kolmogoroff-Smirnoff Test) verifizieren mit P-werten von $P > 0,9$ die Übereinstimmung

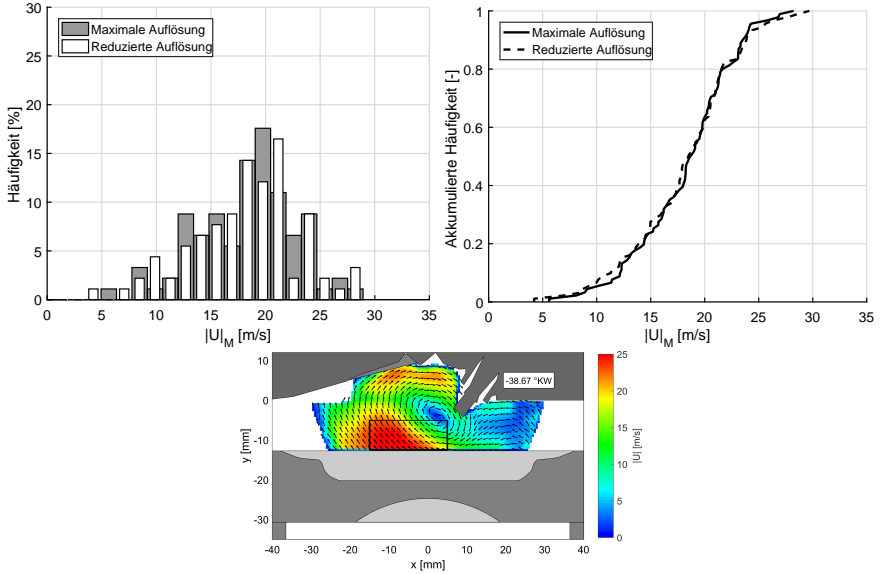


Abbildung 6.7: Vergleich der Zyklus-zu-Zyklus-Verteilung des räumlich gemittelten Strömungsbetrags für Messungen bei maximaler und reduzierter Auflösung bei $-38,67^\circ \text{KWnZOT}$. Links: Histogramm der Strömung. Rechts: Empirische Verteilungsfunktionen beider Messungen, unten: Gemittelte Region markiert in Strömungsfeld $-15 \text{ mm} \leq x \leq 5 \text{ mm}$; $-12 \text{ mm} \leq y \leq -5 \text{ mm}$.

beider Verteilungen. Somit werden auch bei reduzierter Auflösung die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Strömung in gleichbleibender Qualität gemessen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Scanner-Messungen im zentralen Bereich des Zylinders uneingeschränkt nutzbar sind. Allerdings gibt es Einschränkungen in den Regionen nahe der Wand in Abhängigkeit der Kolbenposition. Durch die reduzierte Laserenergie in Kombination mit einer Defokussierung der Partikel fällt die Intensität des gestreuten Lichts unter die Detektionsschwelle des PIV-Algorithmus und es können keine Vektoren berechnet werden. Daraufhin werden bei weiteren Scanner-Messungen der Lichtschnitt stärker aufgeweitet, um die Randbereiche besser zu erfassen. Somit kann der detektierbare Bereich auf beiden Seiten um $1,5 \text{ mm}$ erweitert werden. Es ist allerdings nicht möglich die Randbereiche vergleichbar zur Referenzmessung zu detektieren. Sobald die Partikel die Detektionsschwelle überschreiten können im Rahmen der generellen Präzision von HS-PIV unabhängig von Partikelschärfe und Auflösung, keine Unterschiede in der Qualität des Strömungsfelds zwischen Referenzmessung und Scanner-Messung festgestellt werden.

Kapitel 7

Ergebnisse des Schichtbetriebs

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Strömungsuntersuchungen im Schichtbetrieb präsentiert. Einleitend wird das Betriebsverhalten des optisch zugänglichen Motors zusammengefasst, worauf eine generelle Beschreibung der innermotorischen Strömung für die gemessenen Einlassparameter folgt. Mit Hilfe von Korrelationsanalysen wird die Interaktion zwischen Strömung und Verbrennung analysiert, um die Ursachen für Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen zu identifizieren. Das Kapitel schließt mit einer detaillierten Darstellung der Wirkmechanismen und dreidimensionalen Strömungscharakteristika eines ausgewählten Betriebspunkts.

7.1 Betriebsverhalten

Dieser Abschnitt befasst sich mit dem generellen Betriebsverhalten des optischen Motors im Schichtbetrieb während der Untersuchungen der Referenzgeometrie (vgl. Abbildung 4.5). Die gezeigten Ergebnisse basieren auf dem Verlauf des Zylinderinnendrucks p_{zyl} , sowie den Druckverläufen in Saugrohr p_{saug2} und Abgasrohr p_{aus1} (vgl. Kapitel 4.1). Die untersuchten Einlassparameter sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Es wurde das Referenztiming für Zündung und Einspritzung verwendet, welches für alle Einlassvariationen konstant gehalten wurde¹⁴. Details zum Timing und den motorischen Randbedingungen sind in Kapitel 4.4.1 zu finden.

Tabelle 7.1: Übersicht der Betriebspunkte bei konstantem Zünd- und Einspritztiming, EÖ: Einlass öffnet in °KWnLOT, TS: Tumblesteller.

	EÖ 15,5°	EÖ 38°	EÖ 60,5°
TS 0°	x	x	x
TS 27°	x		
TS 35°	x	x	x
TS 45°	x		

Zunächst wird in Abbildung 7.1 der Einfluss der Einlassparameter auf den Verlauf des Zylinderinnendrucks im geschleppten Motorbetrieb betrachtet. Eine sukzessive Schließung der unteren Einlasskanalhälfte durch den Tumblesteller (TS) (vgl. Kapitel 4.2) hat keinen messbaren Einfluss auf den Verlauf des Zylinderinnendrucks, wie die linke Grafik der Abbildung 7.1 unterstreicht. Ein Drosseleffekt durch den Tumblesteller kann somit bei der untersuchten Motordrehzahl von 2000 U/min nicht festgestellt werden. Der Einfluss der TS-Variation auf die innermotorische Strömung ist in Kapitel 7.2.1 zu finden.

¹⁴Hinsichtlich der hier gezeigten Sensitivitäten zwischen Strömung und Verbrennung konnte bei veränderten Timing kein Unterschied im Schichtbetrieb festgestellt werden.

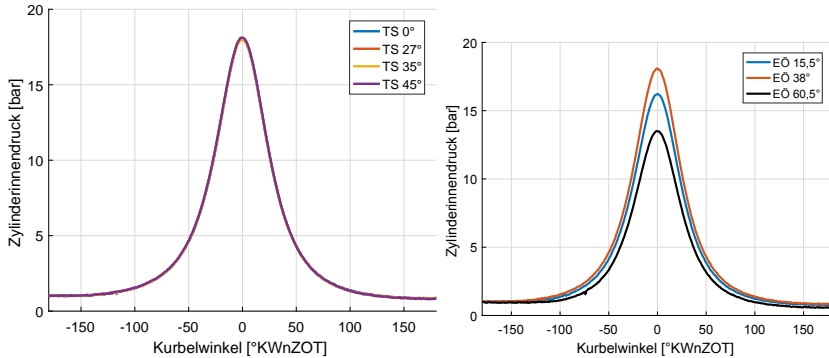


Abbildung 7.1: Verlauf des Zylinderinnendrucks im geschleppten Motorbetrieb. Links: Variation des Tumblestellers bei $E\ddot{O} = 15,5^\circ \text{KWnLOT}$. Rechts: Variation der Einlasssteuerzeit bei $TS = 0^\circ$.

Aus der rechten Grafik ist zu entnehmen, dass bei einer Verschiebung der Einlasssteuerzeit ($E\ddot{O}$) zu späteren $^\circ\text{KW}$ der Spitzendruck deutlich reduziert wird. Aufgrund der verhältnismäßig langen Öffnungszeit sind die Ventile in allen Konfigurationen noch über den unteren Totpunkt hinaus geöffnet. Eine Verschiebung der Steuerzeit nach spät bewirkt somit einen Rückschub der Luftmasse in den Einlasskanal während der Kompression. Dadurch wird die komprimierte Masse reduziert und das effektive Verdichtungsverhältnis verringert. Die Strömung unter der $E\ddot{O}$ -Variation wird in Kapitel 7.2.2 präsentiert.

Im gefeuerten Motorbetrieb wird aufgrund der Plateaunockenwelle und der daraus resultierenden Ventilüberschneidung im Ladungswechsel OT ein signifikanter Anteil von intern zurückgeführtem Abgas (internes AGR) erwartet. Im Schichtbetrieb trägt eine Erhöhung der AGR-Rate zu einer erheblichen Reduktion der NO_x -Emission bei [130]. Allerdings kann dies gleichzeitig zu höheren Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen führen, was im Kontext dieser Arbeit näher untersucht wurde. Die AGR-Rate konnte mit der verwendeten Messtechnik nicht direkt erfasst werden und wurde daher mit einer

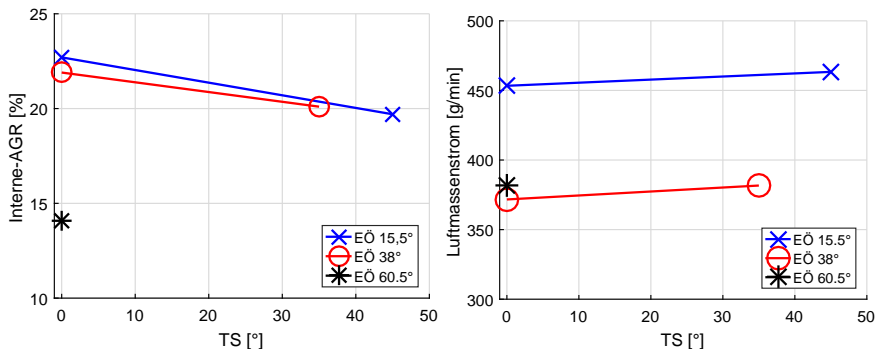


Abbildung 7.2: Links: AGR-Rate für ausgewählte Kombinationen der Einlassparameter, berechnet mittels TPA-Modell [56] Rechts: Frischluftmassenstrom während des Motorbetriebs.

TPA-Analyse (engl. Three Pressure Analysis) durch die kommerziellen Software *Gamma Technologies: GT-POWER* von Ganz et al. [56] berechnet. Dazu wurden die Modelle des optischen Motors sowie des Luftpfads des Prüfstands implementiert. Mit Hilfe des gemessenen Zylinderinnendruck (p_{zyl}) und des Saug- bzw. Abgasrohrdrucks (p_{saug2} und p_{aus1}) konnten somit die AGR-Raten in Abbildung 7.2 links bestimmt werden. Für eine Einordnung der Ergebnisse ist der Frischluftmassenstrom in dem rechten Diagramm dargestellt.

Die beiden frühen Einlasssteuerzeiten haben trotz unterschiedlicher Ventilüberschneidung nahezu die gleiche AGR-Rate, während sich der Frischluftmassenstrom erheblich unterscheidet. Absolut betrachtet wird bei der maximalen Ventilüberschneidung folglich mehr Abgas intern zurück geführt. Bei der späten Steuerzeit sinkt auch die relative AGR-Rate signifikant. Die λ -Werte im Abgas aus Abbildung 7.4 sind konsistent zu den Berechnungen des TPA-Modells und den Messungen des Frischluftmassenstroms. Eine Erhöhung von TS führt ebenfalls zu einer Abnahme der AGR-Rate, bei gleichzeitiger Zunahme des Frischluftmassenstroms. Insgesamt zeigen die Analysen, dass die AGR-Rate nicht allein proportional zur Ventilüberschneidung ist, sondern ebenfalls stark von Druckfluktuationen im Saugrohr, sowie Abgasstrang bestimmt wird [56].

In Abbildung 7.3 wird dies durch den Verlauf der Druckkurven im Ladungswechsel gezeigt. Alle Verläufe zeigen deutliche Schwingungen, wobei die beiden frühen Steuerzeiten ähnliche Amplituden und Phasenlage aufweisen. Bei der späten Steuerzeit sind Unterschiede festzustellen. Dadurch ist die signifikante AGR-Abnahme bei $\text{EÖ} = 60,5^\circ \text{KWnLOT}$ zu erklären, während zuvor kaum Unterschiede hervortreten. Eine Übersicht der motorischen Verbrennung durch Mittelwert und Standardabweichung relevanter Kennzahlen aus der

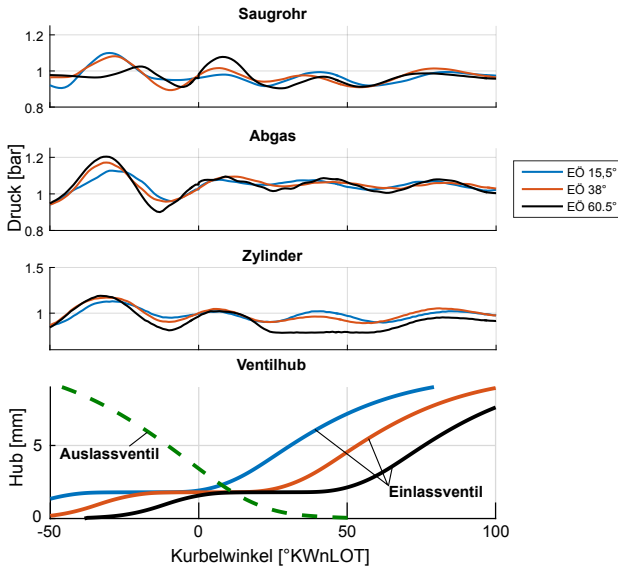


Abbildung 7.3: Vergleich der Druckverläufe für unterschiedliche Einlasssteuerzeiten in Saugrohr, Zylinder und Abgas während des Ladungswechsels. Die untere Zeile zeigt die Ein- und Auslassventilhubkurven.

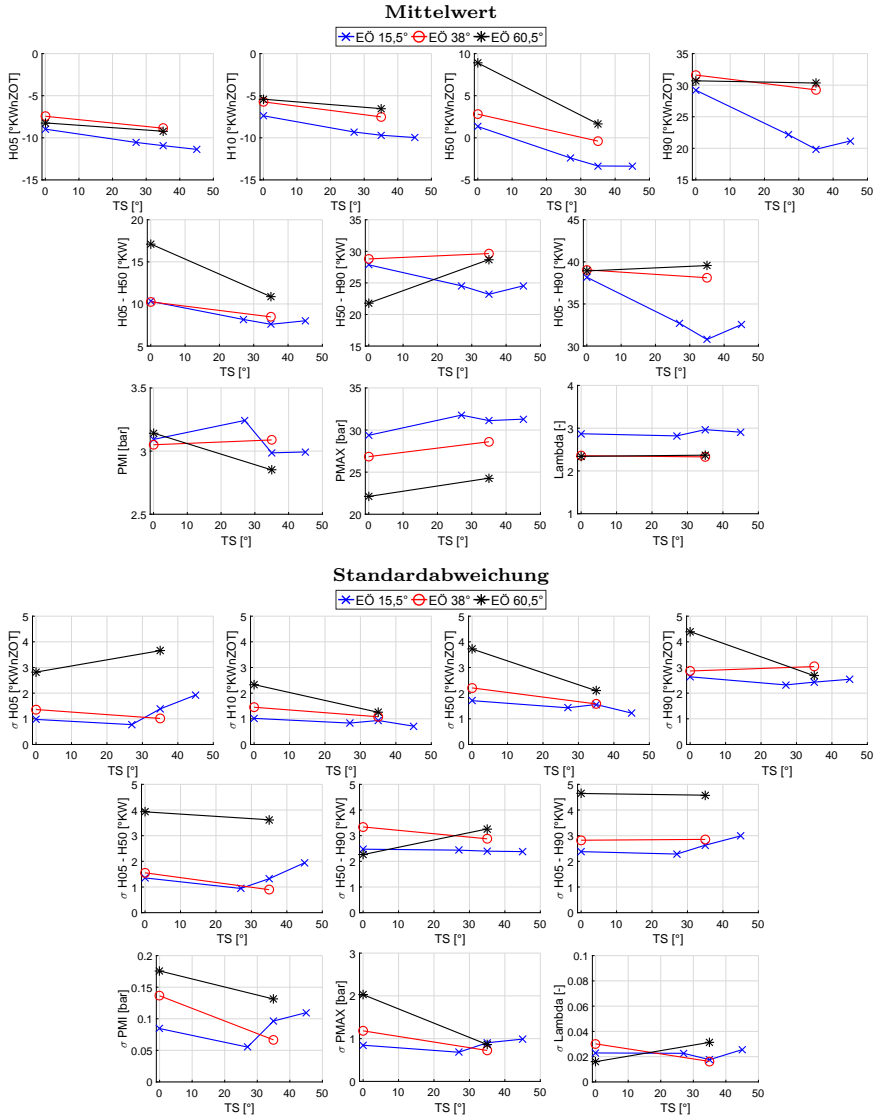


Abbildung 7.4: Kennzahlen der innermotorischen Verbrennung berechnet aus der Motorindizierung. Erste Zeile: Umsatzpunkte. Zweite Zeile: Brenndauern. Dritte Zeile: Druck und Abgas- λ .

Hochdruckindizierung und der Abgas-Lambdasonde ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Im späteren Verlauf der Arbeit werden die Wirkmechanismen zwischen diesen Kenngrößen und der innermotorischen Strömung durch Korrelationsanalysen untersucht (vgl. Kapitel 7.3).

7.2 Innermotorische Strömung

Dieser Abschnitt beschreibt die Entwicklung der innermotorischen Strömung von der Einlassphase bis zum Ende der Kompression in der Mittelebene, sowie in beiden Ventilebenen. Dazu wird die Strömung im Schichtbetrieb bei 2000 U/min, $E\ddot{O} = 38^\circ \text{KWnLOT}$ und $TS = 0^\circ$ verwendet. Diese Strömung zeigt typische Charakteristiken und ist gut mit vorangegangenen Arbeiten vergleichbar [142–144].

In Abbildung 7.5 ist die Entwicklung der Strömung von Einlassphase bis Kompression dargestellt. Auf der linken Seite sind die phasengemittelten Vektorfelder in den Ebenen z-18, z0 und z18 abgebildet. Zur Orientierung sind die Einlassventile und der Kolben eingefügt. Auf der rechten Seite der Abbildung sind zur Veranschaulichung die charakteristischen Strömungen skizziert. Während der Einlassphase kann die Strömung nach Nicollet et al. [98] entsprechend der Richtung ihres Ventilaustritts in vier Teilströmungen unterteilt werden:

1. Hauptströmung aus der Ventilvorderseite
2. Ventilhinterströmung aus der Rückseite der Ventile
3. Seitliche Ausströmung zur Zylinderwand
4. Seitliche Ausströmung zur Mittelebene

Die Einteilung erfolgt mit Hilfe von RANS- und LES- Simulationen an einem Motormodell nach Geometrie 2. Es sei nochmal hervorgehoben, dass die verwendete Messtechnik nur eine zweidimensionale Projektion des Strömungsfelds in den gemessenen Ebenen ermöglicht. Trotzdem können alle vier Strömungsformen in den gemessenen Ebenen identifiziert werden.

Bei -240°KWnZOT strömt in beiden Ventilebenen z-18 und z18 die Strömung 1 mit hoher Geschwindigkeit aus dem Einlasskanal und wird an der Zylinderwand reflektiert. Unterhalb der Ventilteller bildet sich ein lokaler Wirbel, dessen Gegenpart auf der Ventiltrückseite von Strömung 2 gebildet wird. Beide Strömungen treffen mittig unterhalb der Ventilteller aufeinander und bilden einen ω -förmigen Doppelwirbel. Die Mittelebene z0 wird von Strömung 4 dominiert, die aus beiden Ventilen in z0 zusammenläuft. Am rechten Rand der Ebene sieht man entlang der weiß markierten Linie eine zweite Strömung auf Strömung 4 treffen. Dies ist eine Kombination aus Strömung 1 und 3: Strömung 3 wird über die Zylinderwände direkt zur Mitte des Brennraums geleitet und drückt damit Strömung 1 ebenfalls in die Mitte (vgl. Skizze in Abbildung 7.5). Die Beobachtungen decken sich mit den Untersuchungen von Freudenhammer et al. [54, 55], die mittels *Magnetic Resonance Velocimetry* (MRV) an einer sehr ähnlichen Motorgeometrie vergleichbare Strömungsstrukturen in der Einlassphase gezeigt haben.

Bei -180°KWnZOT (UT) hat sich in den Ebenen z-18 und z18 die Tumbleströmung vollständig aus Strömung 1 gebildet und rotiert bezüglich der Beobachtungsrichtung im Uhrzeigersinn. Der Tumble hat bereits eine vollständige Umdrehung im Brennraum vollzogen und vereint sich entlang der weißen Linie rechts der Ventile mit der noch einströmenden Ladung. Strömung 2 ist im Sichtfeld nicht mehr zu identifizieren. In der Ebene z0 sieht

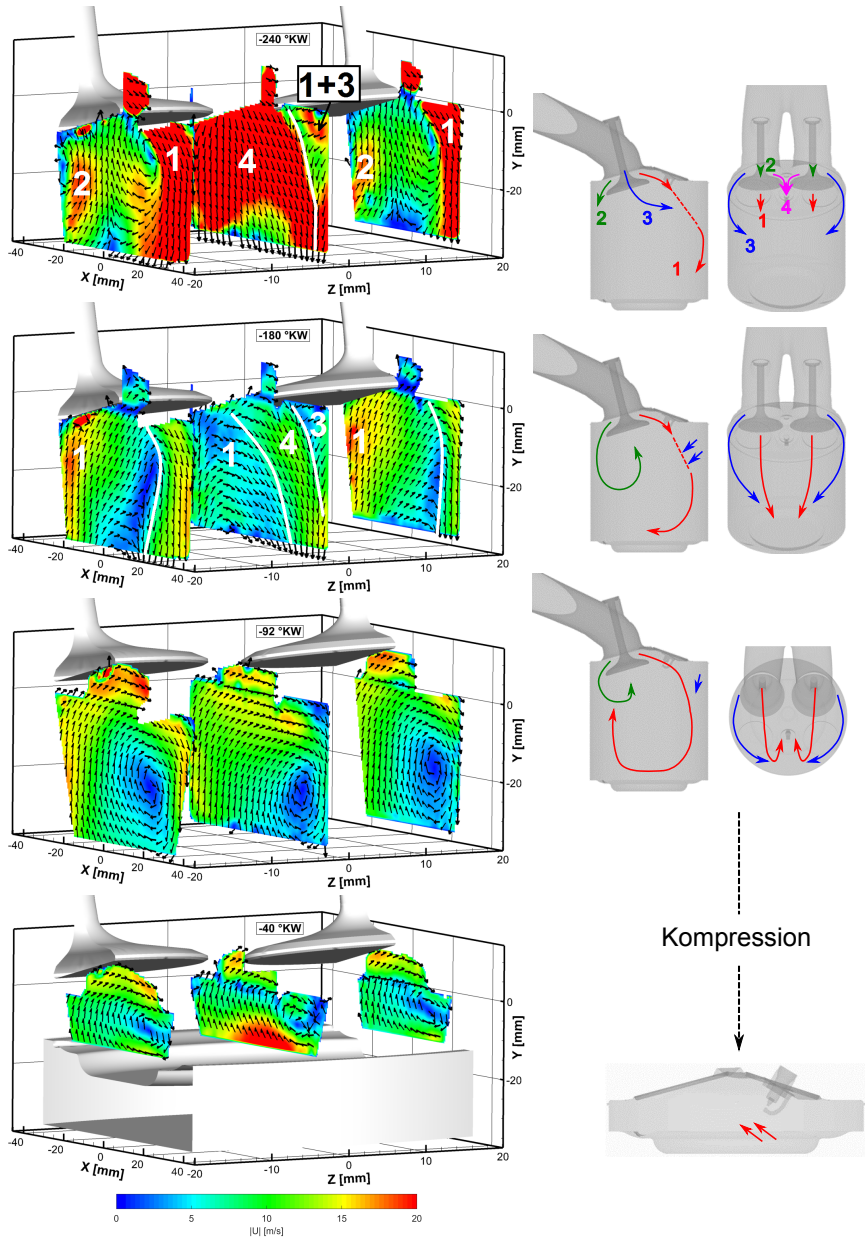


Abbildung 7.5: Entwicklung der innermotorischen Strömung von der Einlassphase bis zum Ende der Kompression. Links: Phasengemittelte Strömung in den Ebenen $z-18$, $z0$ und $z18$ bei $E\ddot{O} = 38^\circ\text{KWnLOT}$ und $TS = 0^\circ$. Jeder 6. Vektor wird gezeigt. Rechts: Schematische Darstellung charakteristischer Strömungen.

man unterhalb der Einlassventile die Tumblefront aus Strömung 1 im Sichtfeld erscheinen. Entlang der weißen Markierung trifft sie auf Strömung 4 und drückt sie in Richtung der Auslassventile. Auf der rechten Seite der zweiten Markierung ist die zuvor beschriebene umgelenkte Strömung 3 zu erkennen.

Während der Kompression bei -92°KWnZOT hat sich in allen drei Ebenen eine geschlossene Tumbleströmung ausgebildet. Das Tumblezentrum liegt jeweils rechts der Brennraummitte, wobei es in der Mittelebene weiter außen und tiefer liegt. Die höchsten Geschwindigkeiten sind im Bereich des Brennraumdachs.

Später in der Kompression vor der ersten Schichteinspritzung bei -40°KWnZOT fällt in der Ebene z_0 eine starke Aufwärtsströmung über dem Kolben in der Brennraummitte auf. In den Ventilebenen ist die Ladungsbewegung homogen verteilt. In allen Ebenen liegt das Tumblezentrum auf einer Linie rechts der Zündkerze.

Um die Entwicklung der kohärenten Strömungsstruktur in der Kompression zusammenzufassen, ist in Abbildung 7.6 der Verlauf des Tumblezentrums in allen drei Ebenen von -120°KWnZOT bis -40°KWnZOT dargestellt. Zur Bestimmung des Tumblezentrums wurde das Γ -Kriterium nach Graftieaux et al. [57] genutzt (vgl. Kapitel 5.1.2). Die Tumblezentren der instantanen Strömungsfelder wurden phasengemittelt, um den mittleren Verlauf des Zentrums zu beschreiben. Um die Tumblezentren zeigen die Ellipsen die Ein- σ -Isolinien der Standardabweichung der Zentrumsposition, welche als Maß für die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankung des Tumblezentrums verwendet werden. Die Tumblezentren der jeweiligen Phase sind durch die gestrichelte Linie verbunden. Zu Beginn der Kompression liegt das Tumblezentrum der Mittelebene mittig des Brennraums und deutlich tiefer im Vergleich mit den Ventilebenen. Dadurch sind die Verbindungslinien der Zentren gekrümmt und der Tumble erinnert hinsichtlich seiner Form an eine Banane. Auf ähnliche Weise beschreiben Janas et. al [65] mit Hilfe von LES-Simulationen die Form des Tumbles im Brennraum. Auch Bückner et al. [29] stellen mittels multiplanarer Stereo-PIV Messungen fest, dass die Form des Tumbles der Zylinderwand folgt. Im Verlauf der Kompression steigt die vertikale

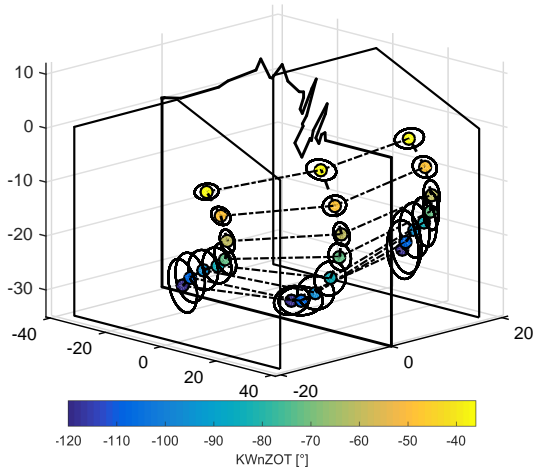


Abbildung 7.6: Verlauf der Tumblezentren in der Kompression in den Ebenen z_{-18} , z_0 und z_{18} bei $\text{EÖ} = 38^\circ \text{KWnLOT}$ und $\text{TS} = 0^\circ$. Die Ellipsen zeigen die Ein- σ -Isolinien der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankung des Zentrums, Achsen in mm.

Position stetig an, während das Zentrum in einem Bogen zur linken Brennraumwand und dann wieder Richtung Mitte propagiert. Gleichzeitig dreht sich die gekrümmte Tumbleachse um 90° , wodurch das Zentrum in der Mittelebene einen längeren Weg zurücklegt und am Ende auf einer Höhe mit den Ventilebenen liegt. Die Krümmung des Tumbles reduziert sich im Verlauf der Kompression geringfügig. Vor der ersten Einspritzung liegt das Zentrum in der Mittelebene auf der rechten Seite der Zündkerze. Die Fluktuationen des Tumblezentrums nehmen zu Beginn der Kompression ab und steigen am Ende wieder geringfügig an.

Ausgehend von dieser Grundströmung wird im folgenden Abschnitt der Einfluss des Tumblestellers auf das Strömungsfeld beschrieben.

7.2.1 Variation des Tumblestellers

Abbildung 7.7 zeigt die phasengemittelten Strömungsfelder in den Ebenen z_0 , z_{18} und z_{-18} für die Variation von TS bei $E\ddot{O} = 15,5^\circ \text{KWnLOT}$ dargestellt. Die Farbskala des Geschwindigkeitsbetrags wurde auf eine maximale Geschwindigkeit von 30 m/s skaliert, um den höheren Geschwindigkeiten bei $TS = 45^\circ$ Rechnung zu tragen.

In den oberen vier Bilder sind die Strömung in der Einlassphase bei -240°KWnZOT zu sehen. Zur Beschreibung der Strömung werden die zuvor eingeführten vier Strömungsformen verwendet. Bei einer $TS = 0^\circ$ sind in beiden Ventilebenen die Strömungen 1 und 2 deutlich zu erkennen und treffen entlang der weißen Markierung unterhalb der Ventilteller aufeinander, um den charakteristischen ω -Wirbel zu bilden. Die Ebene z_0 wird abermals von Strömung 4 dominiert, wobei sich am linken unteren Rand die Tumblefront der Strömung 1 bereits andeutet. Am rechten Rand entlang der zweiten Markierung strömt zusätzliche Ladung in die Mittelebene, verursacht durch die Querströmung 3, die die Hauptströmung 1 in diese Ebene ablenkt.

Bei $TS = 27^\circ$ sind deutliche Unterschiede im Strömungsfeld auszumachen. In den Ventilebenen hat die Tumbleströmung durch die erhöhte Einstömgeschwindigkeit beinahe eine komplette Umdrehung vollzogen, wie die weiße Trennlinie zwischen Strömung 1 und 2 zeigt. Dadurch wird Strömung 2 von der Tumblefront zusammen gedrückt. In der Mittelebene ist der höhere Impuls der Strömung 1 durch die vorangeschrittene Position der Tumblefront zu erkennen. Dadurch wird Strömung 4 zur rechten Brennraumseite gedrängt.

Erhöht man TS geringfügig auf 35° , werden abermals erhebliche Änderungen im Strömungsfeld deutlich. In den Ebenen z_{-18} und z_{18} hat der Tumble Strömung 2 bereits vollständig verdrängt. In der Ebene z_0 ist die Tumblefront weiter in den sichtbaren Bereich eingedrungen.

Bei $TS = 45^\circ$ sind allerdings keine weiteren wesentlichen Veränderungen im Strömungsfeld ersichtlich. Die phasengemittelte Strömung entspricht in allen drei Ebenen der bei $TS = 35^\circ$. Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass bereits bei $TS = 35^\circ$ nahezu die gesamte Strömung über die obere Kanalhälfte strömt und nur noch ein vernachlässigbarer Anteil durch den verbleibenden Spalt dringt. Bei $TS = 27^\circ$ fließt hingegen ein signifikanter Anteil der Strömung unterhalb des Leitblechs und es sind Änderungen im Strömungsfeld sichtbar.

Die Beobachtungen werden durch Vektorfelder in der Kompression vor der ersten Schichteinspritzung bei -40°KWnZOT bestätigt. Die generelle Strömungsmagnitude steigt von $TS 0^\circ$ bis zur $TS = 35^\circ$ sukzessive an und bleibt dann auf einem konstanten Niveau. Auffällig ist, dass im Gegensatz zur Grundströmung bei allen vier Konfigurationen das Tumblezentrum in jeder Ebene mittig des Brennraums liegt (vgl. Abbildung 7.5).

Zur Quantifizierung der steigenden Ladungsbewegung ist der Verlauf der spezifischen kinetischen Energie der Strömung über die Ebenen bei -40°KWnZOT in Abbildung 7.8 gezeigt.

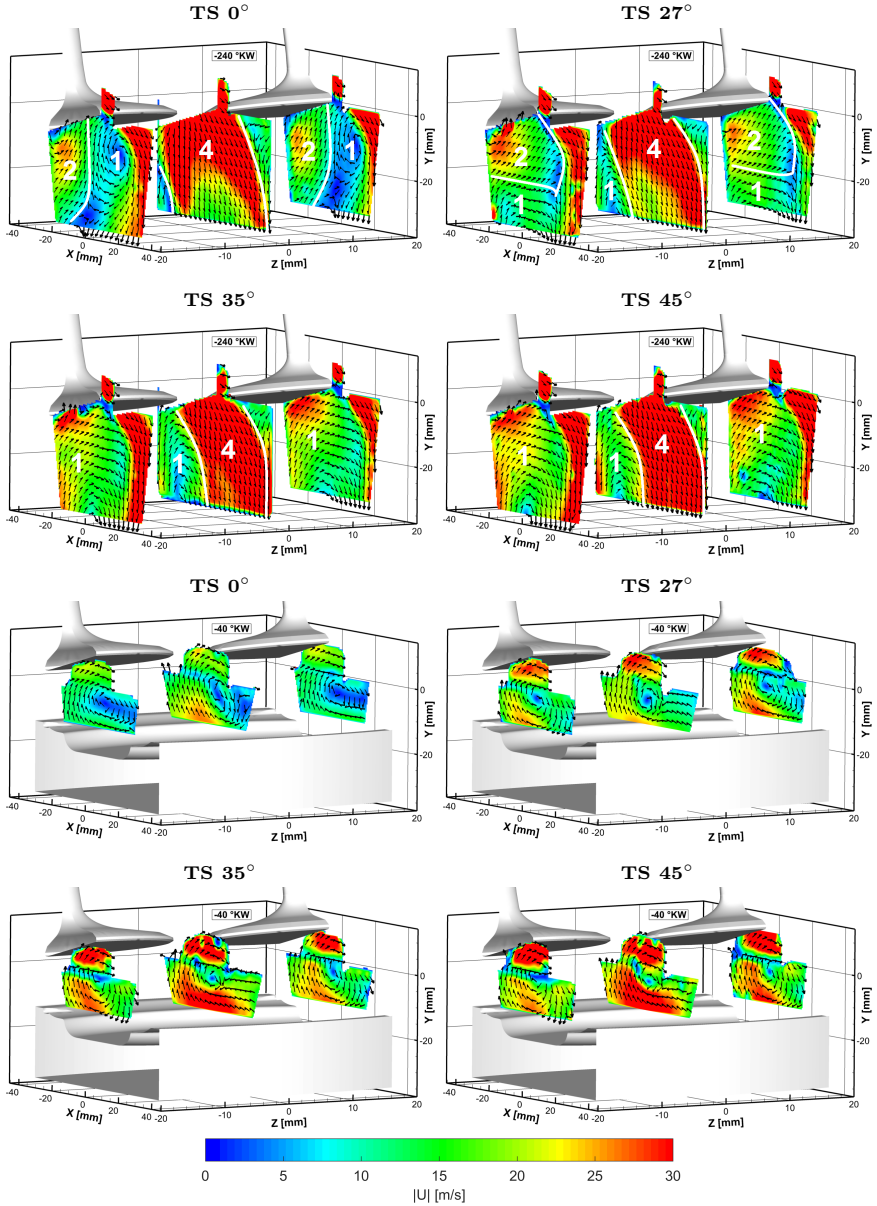


Abbildung 7.7: Phasengemittelte Strömung in den Ebenen z-18, z0 und z18 für vier gemessene Positionen von TS bei $E\dot{O} = 15,5^\circ \text{KWnLOT}$. Jeder sechste Vektor wird gezeigt.

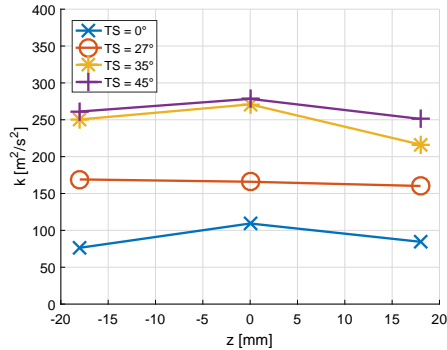


Abbildung 7.8: Spezifische kinetische Energie der Variation des TS in allen Ebenen bei -40 °KWnZOT.

Die kinetische Energie der bei $TS = 45^\circ$ liegt nur minimal über der bei $TS = 35^\circ$. Zudem ist zu beobachten, dass die Energie der Strömung bei $TS = 27^\circ$ gleichmäßig über alle drei Ebenen verteilt ist, wohingegen die übrigen Varianten eine deutlich erhöhte Energie in der Mittelebene aufweisen.

Verlauf der Tumblezentren

Der Verlauf der Tumblezentren und deren Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in der Kompression sind für alle vier Tumblestellungen in Abbildung 7.9 dargestellt. Bei $TS = 0^\circ$ ist der Tumbleverlauf mit dem der Grundströmung vergleichbar. Der Tumble beschreibt in allen Ebenen einen Bogen, indem er von der Mitte über die Seite der Auslassventile wieder zurück Richtung Brennraummitte konvergiert. Bei Betrachtung der Verbindungslinien der Zentren wird deutlich, dass die Tumbleachse ebenfalls gekrümmt ist. Ein wesentlicher Unterschied gegenüber der Grundströmung besteht darin, dass sich das Tumblezentrum in der Ebene z_0 am Ende der Kompression an der Zündkerze vorbei in der Brennraummitte ($x = 2 \text{ mm}$) zentriert.

Bei der $TS = 27^\circ$ stellt sich aufgrund der erhöhten Ladungsbewegung ein veränderter Tumbleverlauf ein. Das Zentrum liegt zunächst leicht rechts der Mitte und läuft bis zur ersten Einspritzung exakt in die Mitte des Brennraums ($x = 0 \text{ mm}$). Diesmal ist der Tumble nicht gekrümmt und die Verbindungslinien der Zentren bilden in erster Näherung eine Gerade. Anhand der Ellipsen wird im Vergleich zur offenen Konfiguration eine Reduktion der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Position des Zentrums evident.

Ähnliches gilt für $TS = 35^\circ$ und $TS = 45^\circ$. Beide Konfiguration weisen einen nahezu identischen Tumbleverlauf auf, wobei die Positionsschwankungen des Zentrums nochmals reduziert sind. Die Zentren liegen bereits zum Beginn der Kompression auf einer Linie in der Mitte des Brennraums und laufen bis zur ersten Einspritzung senkrecht zum Brennraumdach.

Die Tumbleverläufe bestätigen, dass ab einer $TS = 35^\circ$ das Strömungsfeld nicht mehr signifikant beeinflusst wird. Davor führt eine sukzessive Verschließung der unteren Kanalhälfte zu einer erheblich höheren Ladungsbewegung. Damit einher geht eine Stabilisierung des innermotorischen Tumbles in der senkrechten Mittelachse des Brennraums.

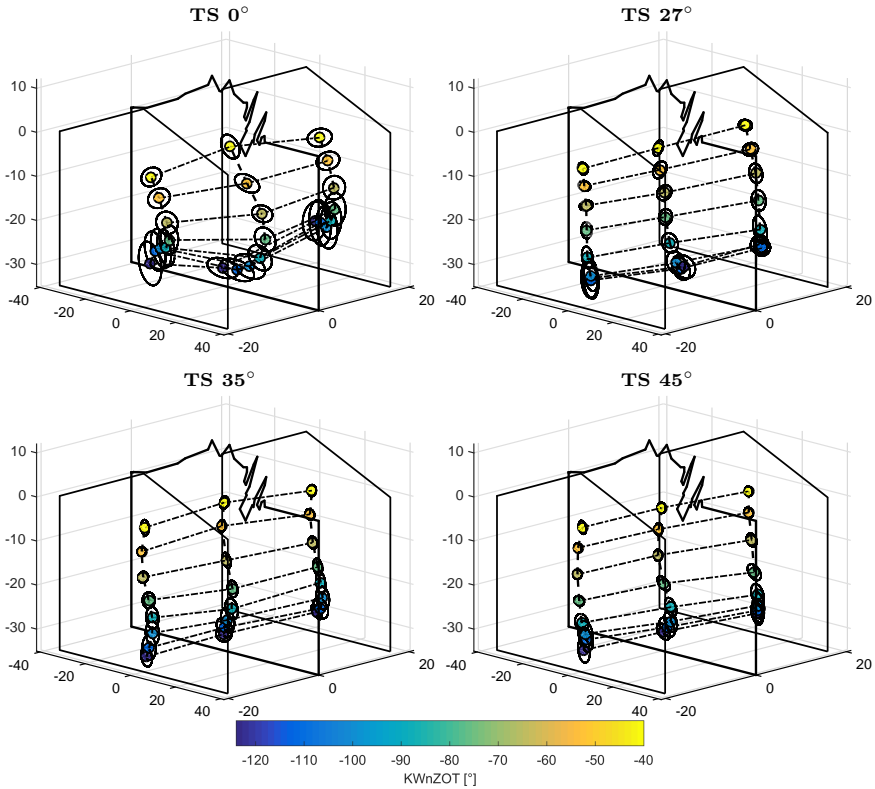


Abbildung 7.9: Verlauf der Tumblezentren in der Kompression den Ebenen z_{-18} , z_0 und z_{18} für die Variation des Tumblestellers bei $E\ddot{O} = 15,5^\circ \text{KWnLOT}$. Die Ellipsen zeigen die Sigma Umgebung der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankung des Zentrums, Achsen in mm.

7.2.2 Variation der Einlasssteuerzeit

In Abbildung 7.10 sind auf der linken Seite die phasengemittelten Strömungsfelder direkt vor der ersten Einspritzung bei -40°KWnZOT und $TS = 0^\circ$ für die drei Steuerzeiten ($E\ddot{O} = 15,5, 38$ und $60,5^\circ \text{KWnLOT}$) dargestellt. Auf der rechten Seite ist der entsprechende Verlauf der Tumblezentren während der Kompression gezeigt. Die frühe und mittlere Einlasssteuerzeit wurden in den beiden vorherigen Abschnitten bereits detailliert beschrieben, werden aber in diesem Kontext nochmals gezeigt, um den Einfluss der Steuerzeit beurteilen zu können. Anhand der Vektorfelder wird offensichtlich, dass die Ladungsbewegung mit Verschiebung des $E\ddot{O}$ nach spät erheblich reduziert wird. Gerade beim Übergang von $E\ddot{O} = 38^\circ \text{KWnLOT}$ zu $E\ddot{O} = 60,5^\circ \text{KWnLOT}$ wird die Strömungsgeschwindigkeit halbiert. Dies bestätigt die Verteilung der spezifischen kinetischen Energie in Abbildung 7.11. Insbesondere in der Mittelebene fällt die kinetische Energie der Strömung bei $E\ddot{O} = 60,5^\circ \text{KWnLOT}$ deutlich ab.

Auf der rechten Seite der Abbildung 7.10 sind die Tumbleverläufe dargestellt. Die Trajektorien zeigen, dass die berechneten Tumblezentren bei $E\ddot{O} = 60,5^\circ \text{KWnLOT}$ während der Kompression in Richtung der Auslassventile konvergieren. Darüber hinaus wird anhand der Ellipsen deutlich, dass die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Zentrumsposition massiv erhöht sind. Liu et. al [80] und Wang et. al [163] kamen mit Hilfe von PIV Untersuchungen

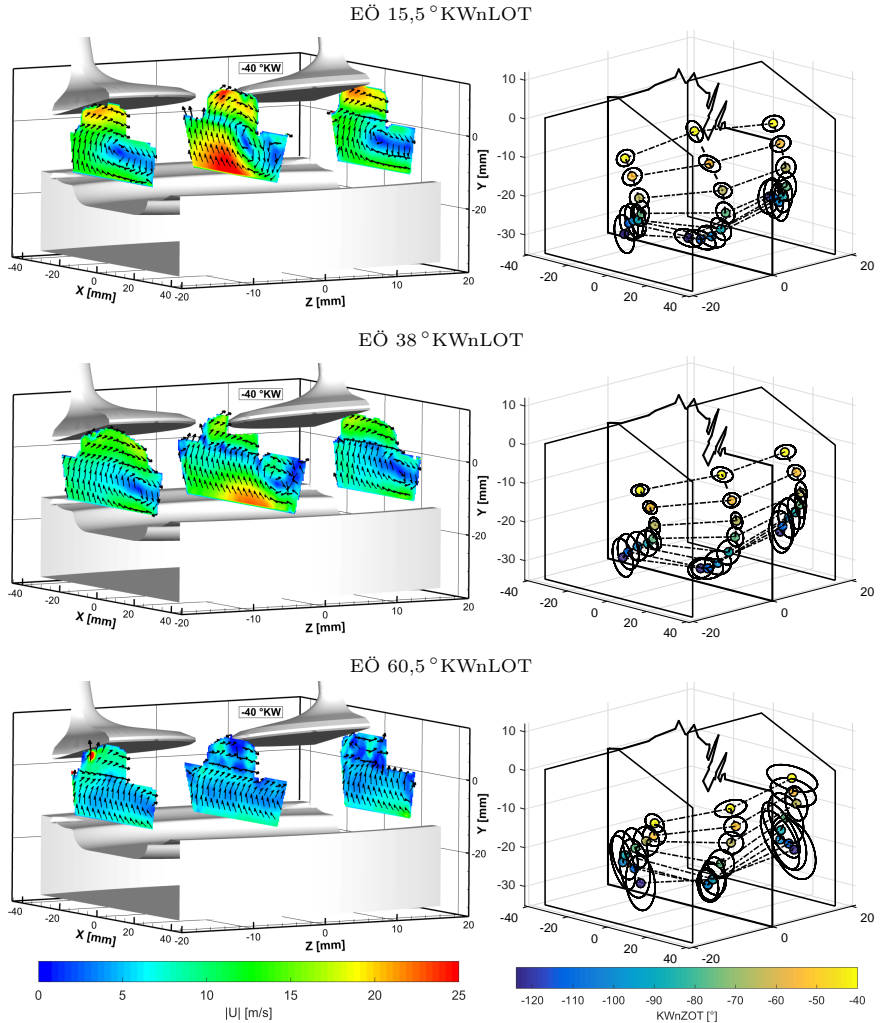


Abbildung 7.10: Vergleich der innermotorischen Strömung bei Variation der Einlasssteuerzeit für $TS = 0^\circ$. Links: Phasengemittelte Strömung bei -40°KWnZOT , jeder sechste Vektor wird gezeigt. Rechts: Verlauf des Tumblezentrums in der Kompression, Achsen in mm.

bei unterschiedlichen Ventilhuben zu vergleichbaren Ergebnissen. Bei niedriger Intensität des großskaligen Tumbles ist dessen stabilisierende Wirkung in der Kompression nicht länger gegeben, was zu erheblich erhöhten Zyklus-zu-Zyklus-Variationen führt. Zusätzlich zerfällt der Tumble in der späten Kompression. Auch Wilson et al. [172] und Xu et al. [175] haben durch Variation der Einlasssteuerzeit stärkere Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen bei späterer Öffnung festgestellt.

Bei Betrachtung der Ventilhubkurve (vgl. Abbildung 4.3) werden zwei zentrale Ursachen für die geringe Ladungsbewegung bei $E\ddot{O} = 60,5^\circ \text{KWnLOT}$ ersichtlich. Zum Einen liegt aufgrund der späten Steuerzeit der maximale Ventilhub erst bei 155°KWnLOT und somit nahe am UT. Zu diesem Zeitpunkt ist die Geschwindigkeit des Kolbens bereits deutlich verringert, was eine geringere Einströmgeschwindigkeit zur Folge hat. Zum Anderen schließen die Ventile aufgrund der späten Öffnung und der vergleichsweise breiten Nockenform erst bei -110°KWnZOT . Dadurch wird während der Kompressionsphase Ladung zurück in den Einlasskanal geschoben, wodurch eine Stabilisierung des Tumbles erschwert wird. Die angesaugte Luftmenge wird somit reduziert und die eigentliche Kompression erfolgt erst spät in der Kompressionsphase.

Die Effekte gelten auch für das Umschalten der Steuerzeit von $E\ddot{O} = 15,5^\circ \text{KWnLOT}$ zu $E\ddot{O} = 38^\circ \text{KWnLOT}$, wobei die Auswirkungen weniger ausgeprägt sind, da auch bei $E\ddot{O} = 38^\circ \text{KWnLOT}$ die Ventilöffnung noch zum großen Teil in der Ansaugphase liegt. In Folge dessen ergeben sich bei diesen beiden Steuerzeiten ähnliche Tumbletrajektorien mit vergleichbaren Schwankungen der Positionen. Erst am Ende der Kompression vor der ersten Einspritzung tritt ein signifikanter Unterschied hervor, indem das Tumblezentrum bei $E\ddot{O} = 15,5^\circ \text{KWnLOT}$ noch an der Zündkerze vorbei in die Mitte des Brennraums konvergiert.

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die innermotorische Strömung mit Hilfe der multiplanaren PIV-Messungen beschrieben und die Einflüsse der variierten Einlassparameter auf deren Entwicklung herausgearbeitet. Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der Strömung auf die Verbrennung mittels Korrelationsanalysen für die unterschiedlichen Einlassparameter erörtert.

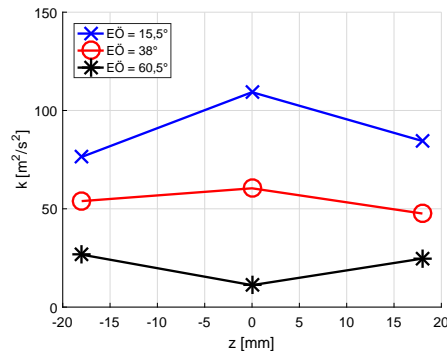


Abbildung 7.11: Spezifische kinetische Energie der Variation des $E\ddot{O}$ in allen Ebenen bei -40°KWnZOT .

7.3 Korrelationsanalyse

Die gemessenen Strömungsfelder unterliegen deutlichen Schwankungen von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel. Inwiefern diese Schwankungen die Zyklus-zu-Zyklus-Variationen der innermotorischen Verbrennung beeinflussen, soll in diesem Abschnitt mit Hilfe von Korrelationsanalysen geklärt werden. Eine ausführliche Erläuterung der Methodik kann Kapitel 5.3.1 entnommen werden. Analog zum vorherigen Abschnitt wird die Analyse zunächst für die Variation des Tumblestellers durchgeführt und anschließend für die unterschiedlichen Einlasssteuerzeiten bei offenem Einlasskanal. Abschließend wird daraus eine Systematik zur Interaktion zwischen Verbrennung und Strömung im Schichtbetrieb abgeleitet.

7.3.1 Variation des Tumblestellers

Im ersten Schritt wird der Betrag der Strömung $|U|$ (vgl. Gleichung 5.19) vor der ersten Schichteinspritzung mit dem indizierten Mitteldruck (p_{mi}) korreliert. In Abbildung 7.12 ist die daraus resultierende räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten R für alle vier Variationen von TS bei $E\ddot{O} = -15,5^\circ \text{KWnLOT}$ in der Mittelebene dargestellt. Für die Korrelation werden Zyklen aus drei Messungen zusammengefasst, um eine Statistik über 273 Zyklen zu erhalten. Für die Darstellung wird das Signifikanzniveau auf $\alpha = 1\%$ gesetzt und daraus ein Schwellwert für den Korrelationskoeffizienten bestimmt. Alle Korrelationen unterhalb des Schwellwerts sind in weiß dargestellt. Somit können für die Verbrennung signifikante Strömungsregionen anhand der Farbskala identifiziert werden. Der Farbskala sind die Vektoren der phasengemittelten Strömung superponiert. Die Länge der Vektoren skaliert mit der lokalen Geschwindigkeit. Die entsprechenden phasengemittelten Strömungsfelder wurden in Abbildung 7.7 beschrieben.

Bei einer $TS = 0^\circ$ ist in der Mitte direkt über dem Kolben im aufwärtsströmenden Bereich des Tumbles eine signifikant korrelierte Region zu erkennen, wobei R in dieser Region negativ ist. In anderen Worten: Zyklen mit einem hohen Strömungsbetrag in dieser Region führen zu einem niedrigen indizierten Mitteldruck. Nahe des Zylinderkopfs unterhalb des Einlassventils ist eine kleine positiv korrelierte Region. Bei $TS = 27^\circ$, ist eben diese Region deutlich stärker korreliert und der gesamte Bereich, der unterhalb des Kopfes auf die Zündkerze zuströmt, ist sensitiv zum p_{mi} . Die vorher negativ korrelierte Region ist nun unkorreliert, wobei die Strömung weniger den Charakter einer Aufwärtsströmung aufweist und bei moderater Geschwindigkeit horizontal verläuft. Stattdessen ist auf der rechten Seite der Zündkerze ein Bereich oberhalb des Kolbens negativ korreliert. Es ist anzumerken, dass ein Teil der Strömung innerhalb der Kolbenmulde verläuft und mit der verwendeten Messtechnik nicht erfasst werden kann.

Die beiden markierten Bereiche haben eine hohe Relevanz für die innermotorische Verbrennung und treten im weiteren Verlauf dieser Arbeit bei einer Vielzahl von Parametervariationen charakteristisch hervor. Daher werden diese kohärenten Strukturen einheitlich folgendermaßen bezeichnet und charakterisiert:

- Strömung **C1**: Aufwärtsgerichtete Strömung mit hoher Geschwindigkeit direkt über dem Kolben in der Mitte des Brennraums bzw. unterhalb der Zündkerze.
- Strömung **C2**: Horizontale Strömung mit hoher Geschwindigkeit direkt unterhalb des Brennraumdachs, die auf die Zündkerze gerichtet ist.

Die beiden Konfigurationen $TS = 35^\circ$ und $TS = 45^\circ$ zeigen, wie schon beim phasengemittelten Strömungsfeld, ein sehr ähnliches Verhalten. Abermals ist der Bereich oberhalb des Kolbens in der Mitte des Brennraums negativ korreliert. Die Strömung verläuft zwar

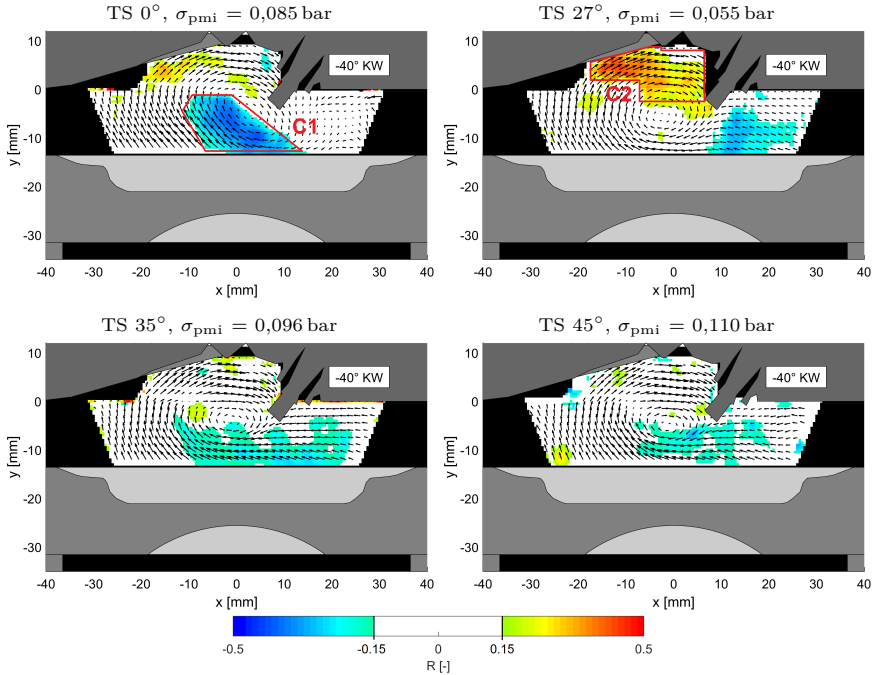


Abbildung 7.12: Räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten zwischen Strömungsbetrag und p_{mi} unter Variation des Tumblestellers und $E\ddot{O} = 15,5$ °KWnLOT in der Ebene z_0 . Signifikante Korrelationen dargestellt mittels Farbskala ($\alpha = 1$ %). Phasengemittelte Strömung ist superponiert und Länge der Vektoren skaliert mit der Geschwindigkeit. Jeder dritte Vektor ist dargestellt.

überwiegend horizontal wodurch sie die gerade definierten Kriterien nicht erfüllt, hat aber im Vergleich zu $TS = 27^\circ$ eine deutlich höhere Geschwindigkeit. Darüber hinaus liegt das Tumblezentrum höher im Brennraum, womit die Strömung unterhalb des Zentrums deutlich ausgeprägter ist.

Beim Vergleich der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen anhand der Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks $\sigma_{p_{mi}}$ (Bildüberschrift Abbildung 7.12) als Maß für die Laufruhe beziehungsweise Stabilität der Verbrennung fällt auf, dass die Schwankungen bei $TS = 27^\circ$ am geringsten ausfallen. Wie zuvor beschrieben, ist bei dieser Konfiguration die Strömung oberhalb des Kolbens mittig im Bereich der Zündkerze unkorreliert und von moderater Intensität. Stattdessen ist der Tumble von der Strömung im Brennraumdach dominiert und dort positiv korreliert. In allen übrigen Konfigurationen ist der Tumble vom Bereich oberhalb des Kolbens dominiert und dort negativ korreliert. In Kapitel 7.3.3 erfolgt eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse unter Einbezug der $E\ddot{O}$ -Variation.

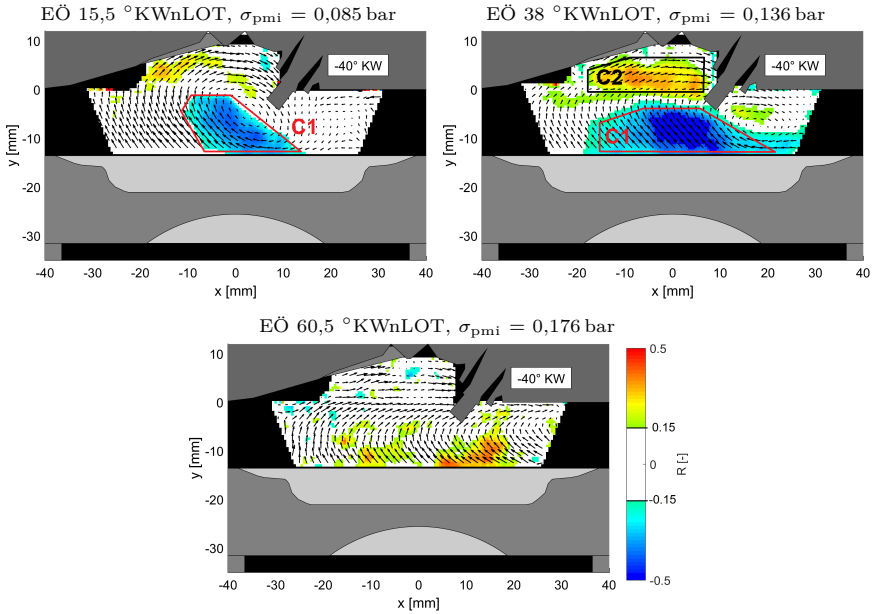


Abbildung 7.13: Räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten zwischen Strömungsbetrag und p_{mi} unter Variation von EÖ mit $TS = 0^\circ$ in der Ebene z_0 . Signifikante Korrelationen skalieren mit Farbskala ($\alpha = 1\%$). Phasengemittelte Strömung ist superponiert und Länge der Vektoren skaliert mit Geschwindigkeit. Jeder dritte Vektor ist dargestellt.

7.3.2 Variation der Einlasssteuerzeit

Analog zum vorherigen Abschnitt wird der Betrag der Strömung vor der ersten Einspritzung bei -40° KWnLOT mit dem p_{mi} korreliert. Das Ergebnis ist in Form der räumlichen Verteilung des Korrelationskoeffizientens bei $TS = 0^\circ$ in Abbildung 7.13 dargestellt. Für die Berechnung wurden 273 Zyklen verwendet und $\alpha = 1\%$ definiert. EÖ = 15,5 °KWnLOT wurde bei der Tumblevariation bereits diskutiert und zeichnet sich durch einen negativ korrelierten Bereich über dem Kolben aus. Bei EÖ = 38 °KWnLOT ist die Korrelation im Bereich der Strömung C1 erheblich stärker und verläuft bis in den Maximalbereich der Farbskala. Es ist nahezu der gesamte Bereich über dem Kolben korreliert. Zudem ist die Strömung C2 unterhalb des Brennraumdachs ebenfalls großflächig positiv korreliert. Maßgeblich für die deutlichen Wechselbeziehungen ist die Lage des Tumblezentrums, das im Vergleich zur frühen Steuerzeit auf der rechten Seite der Zündkerze liegt. Dadurch befindet sich in der Mitte des Brennraums und unterhalb der Zündkerze die aufwärtsgerichtete Strömung C1, die zusätzlich im Mittel eine hohe Geschwindigkeit aufweist (vgl. Abbildung 7.5). Die beiden gegensätzlich korrelierten Regionen C1 und C2 zeigen eine Antiproportionalität der dortigen Strömungen im Einzelzyklus. Zyklen mit hoher Strömung C1 haben geringe C2-Geschwindigkeiten, während bei niedriger Strömung C1 die Strömungen C1 und C2 ähnliche Geschwindigkeiten zeigen, wodurch die Ladungsbewegung homogen ist. Die Zyklus-zu-Zyklus-Variationen der Verbrennung sind

äußerst sensitiv zu dieser Wechselwirkung und das σ_{pmi} hat generell zugenommen. In der Dissertation von Stiehl [142] wurden außerdem deutliche Strahl-Strömungs-Interaktionen zwischen C1 und der zweiten Einspritzung für den Schichtbetrieb festgestellt. Dies legt die Vermutung nahe, dass aufgrund der Wirkung der Strömung auf die Einspritzung die Verbrennung beeinflusst wird. Inwiefern diese Wirkmechanismen auf die vorliegende Geometrie zutrifft, wird im weiteren Verlauf des Kapitels untersucht.

Bei $\text{EÖ} = 60,5^\circ \text{KWnLOT}$ treten komplett veränderte Sensitivitäten hervor und das σ_{pmi} nimmt weiter zu. Der Bereich über dem Kolben ist nun positiv korreliert wobei keine ausgeprägte C1-Strömung vorliegt. Unterhalb des Brennraumdachs sind keine signifikanten Korrelationen zu erkennen. Die positive Korrelation lässt sich auf die insgesamt erheblich reduzierte Ladungsbewegung bei gleichzeitigen Zerfall des Tumbles zurückführen. Dadurch wird die Strömung instabil und schwankt massiv von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel (vgl. Abbildung 7.10). Dabei weisen Zyklen mit höheren Geschwindigkeiten in der Mittelebene ansatzweise eine Tumblecharakteristik was zu einem höheren p_{mi} führt. Im anschließenden Abschnitt wird nun die kombinierte Variation der TS und EÖ untersucht, woraus sich eine Systematik der Wirkmechanismen ableiten lässt.

7.3.3 Systematik der Strömung

Mittels einer Übersichtsmatrix ist die räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizientens (Strömungsbetrag-PMI, $\alpha = 1\%$) für alle gemessenen Einlassparametervariationen im Schichtbetrieb in Abbildung 7.14 zusammengefasst. Auf der horizontalen Achse wird EÖ variiert und entlang der vertikalen Achse TS. Neben den bereits diskutierten Variationen in der ersten Zeile und linken Spalte, ist die Variation der Steuerzeit bei $\text{TS} = 35^\circ$ dargestellt. Zur Einordnung der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen zeigt die Graphik in der Mitte das σ_{pmi} der Messungen. Beim Vergleich der Korrelationen und der Strömungsfelder wird eine Systematik deutlich, wonach sich die Varianten in folgenden Klassen zusammenfassen lassen:

- I Strömungen dieser Klasse zeichnen sich durch ein zentriertes Tumblezentrum mit moderaten Geschwindigkeiten oberhalb des Kolbens im Bereich der Zündkerze aus, wobei keine ausgeprägte C1-Strömung vorliegt. Dadurch ist die Strömung C2 unterhalb des Brennraumdachs dominant und korreliert positiv mit dem p_{mi} . Insgesamt sind hier die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Verbrennung, ausgedrückt durch σ_{pmi} , am geringsten.
- I' Die Strömung bei der frühen Einlasssteuerzeit und einer Tumblestellung von 0° kann nicht eindeutig einer Klasse zugeordnet werden. Hinsichtlich der Korrelation und Strömungsstruktur liegt eher ein Hybrid aus Klasse I und Klasse III vor. Der Tumble liegt zwar bei verhältnismäßig moderaten Geschwindigkeiten in der Brennraummitte, was folglich zu einem geringen σ_{pmi} führt, allerdings ist die Form des Tumbles zu einer Ellipse verzerrt. Dadurch entsteht ein negativ korrelierter Bereich in dem die Strömung tendenziell den C1-Charakter aufweist. Auch die benachbarten Klassen des Falles in der Übersichtsmatrix legt diese Einordnung nahe.
- II Diese Klasse zeichnet sich ebenfalls durch eine zentrierte Tumbleströmung aus. Allerdings ist die Ladungsbewegung deutlich erhöht und gerade über dem Kolben in der Brennraummitte liegen sehr hohe Geschwindigkeiten vor, was zu einer negativen Korrelation führt. Das σ_{pmi} ist im Vergleich zur Klasse I höher.

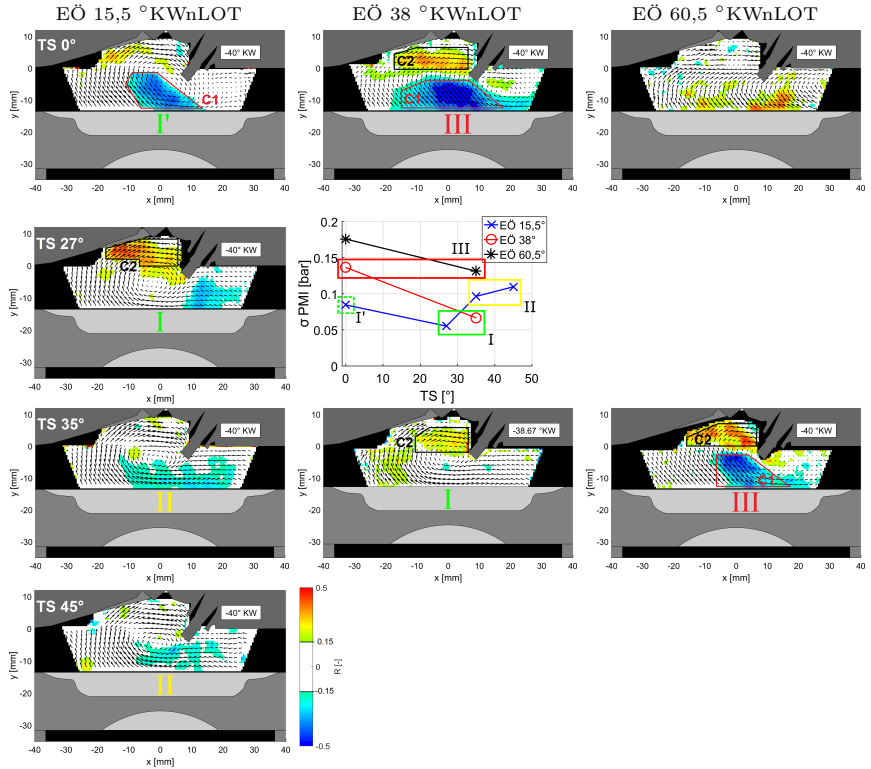


Abbildung 7.14: Räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten zwischen Strömungsbetrag und p_{mi} für alle gemessenen Einlassparameter in der Ebene z_0 . Die Farbskala zeigt signifikante Korrelationen ($\alpha = 1\%$). Phasengemittelte Strömung ist superponiert und Länge der Vektoren skaliert mit Geschwindigkeit. Jeder dritte Vektor ist dargestellt.

III Diesmal liegt das Tumblezentrum auf der rechten Seite der Zündkerze und nicht in der Brennraummitte. Dadurch entsteht in diesem Bereich eine starke Aufwärtsströmung C1, die signifikant negativ mit dem p_{mi} korreliert. Gleichzeitig ist die Strömung C2 positiv korreliert. Die Korrelationskoeffizienten sind vergleichsweise hoch, was die starke Sensitivität der Verbrennung zu den Strömungen C1 und C2 unterstreicht. Folglich ist das σ_{pmi} nochmals höher.

Die Strömung bei $TS = 0^\circ$ und $EÖ 60^\circ \text{KWnLOT}$ kann keiner Klasse zugeordnet werden, da die Strömung aufgrund ihrer extrem niedrigen Geschwindigkeit ein Sonderfall darstellt. Dies führt außerdem zu den höchsten Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen des p_{mi} in diesem Vergleich.

Die starke Ähnlichkeit der Strömungen innerhalb der Klassen zeigt sich bereits im Verlauf der Kompression, was durch die Tumbletrajektorien der Mittelebene, dargestellt in Abbildung 7.15, unterstrichen wird. Die gezeigten Tumblezentren wurden durch Phasengemittelung der Tumblezentren der instantanen Strömungsfelder bestimmt und

die Trajektorien der jeweiligen Klassen sind gemäß der zuvor eingeführten Konvention farblich gekennzeichnet. Die Zentren der Klassen I und II verlaufen alle zentral im Brennraum und liegen auch am Ende der Kompression fast in einem Punkt in der Mitte des Brennraums. Die Verläufe der Klasse III unterscheiden sich dahingegen, dass sie einen weiten Bogen zur Seite der Auslassventile beschreiben und gegen Ende wieder zur Mitte konvergieren. Dabei liegt das Zentrum am Ende der Kompression allerdings nicht in der Mitte sondern auf der rechten Seite der Zündkerze, wodurch die charakteristische Aufwärtsströmung C1 deutlich ausgeprägt ist. Der Hybridcharakter der Strömung I' wird durch seine Trajektorie nochmals hervorgehoben. Zu Beginn der Kompression propagiert das Tumblezentrum mit dem der Klasse III nach außen, wobei es schon bei -90°KWnZOT den Bogen Richtung Mitte beschreibt und am Ende der Kompression zu den Zentren der Klassen I und II konvergiert.

Dass sich die Sensitivität zwischen Strömung und Verbrennung der Klassen I und II trotz gleicher Tumblelage unterscheidet, wird bei Betrachtung der empirischen Verteilungsfunktionen in Abbildung 7.16 deutlich. Ähnlich dem Vorgehen bei der Validierung der Messtechnik (vgl. Kapitel 6.2.1) wird die Strömung vor der ersten Einspritzung in einem ausgewählten Bereich räumlich gemittelt. Die Region wird entsprechend der signifikanten Korrelationen in Abbildung 7.14 in den Bereich gelegt, wo in einigen Konfigurationen die Strömung C1 auftritt ($x = -7 \text{ mm}$ bis $x = 10 \text{ mm}$ und $y = -13 \text{ mm}$ bis $y = -5 \text{ mm}$). Zur Veranschaulichung ist der Bereich in dem Vektorfeld (EÖ 38°KWnLOT , $\text{TS} = 0^\circ$) neben der Graphik dargestellt. Nun wird der Betrag des räumlich gemittelten Vektors $|U|$ für jedes Arbeitsspiel berechnet, um dessen Verteilung über alle gemessenen Zyklen zu bestimmen. Um die Verteilungen der Klassen trotz erheblich unterschiedlicher Geschwindigkeitsniveaus vergleichen zu können, wird $|U|$ auf die maximale Geschwindigkeit des gesamten Strömungsfeldes $|U|_{\text{max}}$ der jeweiligen Klasse normiert. Zur Bestimmung von $|U|_{\text{max}}$ werden die Beträge sämtliche Vektoren aller Zyklen zu dem betrachteten $^\circ \text{KW}$ in einer separaten Verteilungsfunktion zusammengefasst und der 95 % Schwellwert als $|U|_{\text{max}}$ definiert. Die so bestimmten Werte für $|U|_{\text{max}}$ der jeweiligen

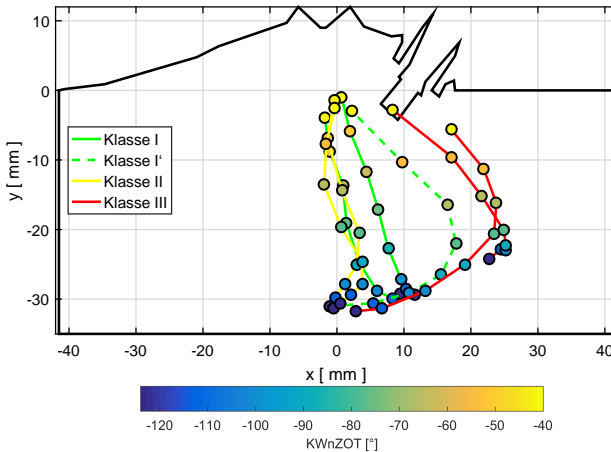


Abbildung 7.15: Verlauf der Tumblezentren in der Kompression in der Ebenen z_0 für alle kategorisierten Messungen. Die Klassen sind durch die farblichen Trajektorien gekennzeichnet.

Klasse sind in der Tabelle in Abbildung 7.16 aufgelistet.

Die normierten Verteilungen in Abbildung 7.16 zeigen einen ähnlichen Verlauf für Klasse II und III. Sowohl die Breite der Verteilung als auch dessen Schwerpunkt liegen in der gleichen Region. Außerdem liegt ein signifikanter Anteil der normierten Geschwindigkeiten nahe 1. In anderen Worten: In dem definierten Bereich der Klassen II und III treten bei den Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Strömung die höchsten Geschwindigkeiten im Feld auf.

Die Verteilungen der Klasse I sind tendenziell schmaler und zu niedrigeren normierten Geschwindigkeiten verschoben. Dies zeigt, dass die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in dem kritischen Bereich geringer sind und die Geschwindigkeit gemessen am generellen Niveau der Ladungsbewegung moderat sind. Ein Sonderfall stellt wieder Klasse I' dar. Der Schwerpunkt der Verteilung liegt zwar bei moderaten Geschwindigkeiten, allerdings ist sie vergleichsweise breit, was hohe Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in dem Bereich impliziert und die negative Korrelation mit der Verbrennung erklärt (vgl. Abbildung 7.14).

Insgesamt konnte durch Einteilung der gemessenen Einlassvariation in unterschiedliche Klassen, die sich im mittleren Strömungsfeld ähneln, eine Systematik in der Sensitivität zwischen Strömung und Verbrennung herausgearbeitet werden. Diese Systematik wurde durch mehrere Analysemethoden und Anwendung statistischer Methoden bekräftigt. Anhand dessen lässt sich für den Schichtbetrieb attestieren, dass in der Mittelebene eine zentrierte Tumbleströmung mit relativ moderaten Geschwindigkeiten mittig oberhalb des Kolbens für einen stabilen Motorbetrieb vorliegen sollte. Es sei nochmals hervorzuheben, dass diese Strömung durch unterschiedliche Kombinationen von Einlassparametern generiert werden kann. Dadurch werden zwar Parameter wie AGR-Rate signifikant verändert, das Betriebsverhalten und die Verbrennung sind aber ähnlich. Im Kontext der NO_x -Emissionen können damit Betriebspunkte ermittelt werden, die geringe Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen aufweisen, während gleichzeitig die NO_x -Rohemissionen durch hoher AGR-Raten deutlich reduziert sind [130]. Dies zeigt die hohe Relevanz der großskaligen kohärenten Strömungsstruktur auf die innermoto-

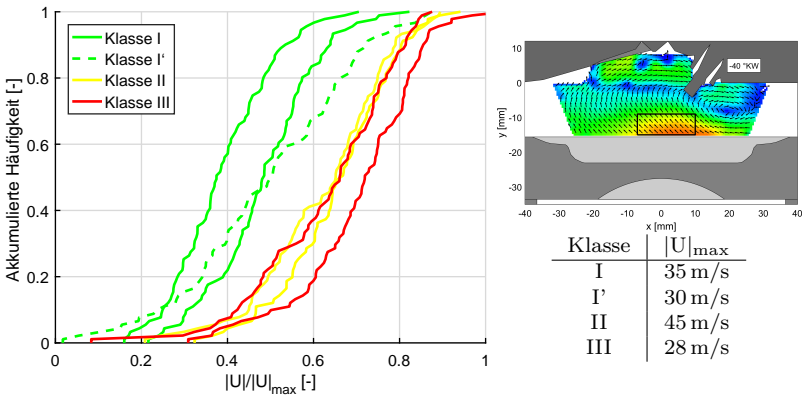


Abbildung 7.16: Empirische Verteilungsfunktion des normierten räumlich gemittelten Strömungsbetrages für alle gemessenen Zyklen. Der gemittelte Bereich ist im Vektorfeld auf der rechten Seite markiert. Die Maximalgeschwindigkeiten zur Normierung der jeweiligen Klassen sind in der Tabelle aufgelistet.

rische Verbrennung. Ferner lassen sich auf Basis der durchgeführten Untersuchungen in Zukunft durch Betrachtung der phasengemittelten Strömung Rückschlüsse auf das Betriebsverhalten des Motors ziehen. Zwar gelten die gezeigten Systematiken speziell für den strahlgeführten Schichtbetrieb, die Methoden zur Analyse lassen sich aber auf andere Brennverfahren übertragen.

7.4 Detailanalyse der Grundströmung

Im vorherigen Abschnitt wurde die Sensitivität zwischen dem p_{mi} und der Strömung vor der ersten Einspritzung gezeigt. Anhand der Grundströmung ($E\ddot{O} = 38^\circ \text{KWnLOT}$, $TS 0^\circ$) werden folgend die einzelnen Wirkmechanismen detailliert untersucht, um ein Verständnis für die Ursachen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen zu entwickeln. Neben einer Betrachtung der Strahl-Strömungs-Interaktion und des Heizverlaufs werden charakteristische Elemente der Strömung vor der ersten Einspritzung zu früheren $^\circ \text{KW}$ zurückverfolgt. Dies geschieht mittels Korrelationsanalysen in allen gemessenen Ebenen, um die Entstehung kritischer Strömungen auf mögliche dreidimensionale Effekte zurückzuführen. Abschließend werden die einzelnen Elemente der Untersuchungen in einer Wirkkette zur Strömung-Verbrennungs-Interaktion zusammengefasst.

7.4.1 Strahl-Strömungs-Interaktion

Die Arbeiten von Stiehl et al. [142–144] haben mit Hilfe laseroptischer Untersuchungen gezeigt, dass die Ausbreitung des Sprays der zweiten Einspritzung bei Applikation einer dreifach Schichteinspritzung mittels A-Injektor starken Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen unterliegt. Diese Fluktuationen konnten auf Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen im Strömungsfeld zurückgeführt werden. Auch die Untersuchungen von Zeng und Sjöberg et al. [136, 177] haben bei Verwendung eines Mehrlochinjektors Strahl-Strömungs-Interaktionen bei vergleichbaren Drehzahlen gezeigt. Insbesondere bei hohen AGR Raten wurden verstärkt Einflüsse der Strömungsfluktuation von Zyklus zu Zyklus auf die Varianz der Verbrennung beobachtet [180]. Inwiefern gerade die Beobachtungen von Stiehl et al. auf die Referenzgeometrie zutreffen, soll im Folgenden geklärt werden.

In Abbildung 7.17 ist eine Mie-Streulicht-Aufnahme des Einspritzstrahls der zweiten

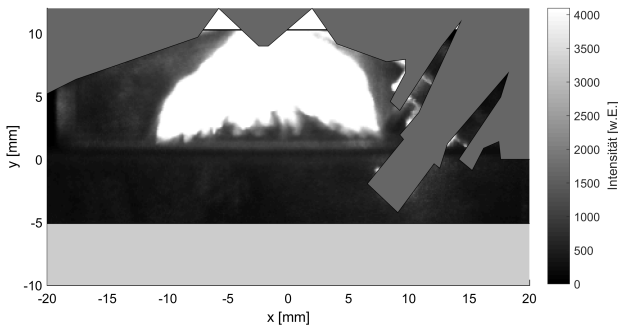


Abbildung 7.17: Mie-Streulicht Aufnahme des Einspritzstrahls der zweiten Schichteinspritzung bei -24°KWnZOT in der Ebene z_0 .

Schichteinspritzung in der Ebene z_0 bei -24°KWnZOT abgebildet. Der durch den nach außen öffnenden Injektor injizierte Kraftstoff hat zu Beginn die Form eines Hohlkegels. Aufgrund der hohen, für die PIV-Messungen optimierten, Laserenergie in Verbindung mit Mehrfachstreuung an Kraftstofftropfen außerhalb des Lichtschnitts, ist die gesamte Oberfläche des Kraftstoffkegels überstrahlt und erscheint in der Mittelebene als geschlossene Fläche. Um die Zyklus-zu-Zyklus-Fluktuationen des Kraftstoffs zu quantifizieren, wird die von Stiehl [143] entwickelte Methode zur Bestimmung des Strahl-Wand-Abstands (SWA) verwendet und für den vorliegenden Anwendungsfall modifiziert (vgl. Kapitel 5.2.1). Für eine Identifikation eines geeigneten Bereichs zur Beschreibung der Fluktuationen durch den SWA, wird dieser zunächst für jeden Pixel in horizontaler Richtung entlang der äußeren Strahlkontur bestimmt. Anschließend werden alle Strahl-Wand-Abstände jedes einzelnen Pixels mit dem p_{mi} über die gemessenen Zyklen korreliert. Das Ergebnis ist auf der linken Seite der Abbildung 7.18 durch Auftragung des Korrelationskoeffizienten über die x -Koordinate der äußeren Spraykontur graphisch aufbereitet. Gegenüber der Zündkerze zwischen $x = -8\text{ mm}$ und $x = -6\text{ mm}$ tritt ein eindeutiges Maximum der Korrelation weit über dem Signifikanzniveau auf. Daher wird der SWA in diesem Bereich räumlich gemittelt und zur Quantifizierung der Zyklus-zu-Zyklus-Fluktuationen des Einspritzstrahls mittels einer skalaren Größe verwendet. Die rechte Graphik in Abbildung 7.18 zeigt die empirische Verteilungsfunktion des zuvor definierten SWAs über alle gemessenen Zyklen. Die Streulicht-Aufnahmen des Spray in der Graphik zeigen jeweils Extrembeispiele für sehr niedrige bzw. hohe Werte des SWAs in den äußeren Rändern der Verteilung.

Der Strahl-Wand Abstand kann in weiteren Analysen verwendet werden, um die Sensitivität der Fluktuationen des Kraftstoffstrahls auf die innermotorische Strömung zu untersuchen. Dazu wird analog zum Vorgehen im Kapitel 7.3 die räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizientens der Kreuzkorrelation zwischen SWA und $|U|$ für jeden Vektor berechnet. Diese Verteilung ist in Abbildung 7.19 bei -40°KWnZOT in allen drei Ebenen dargestellt. Das phasengemittelte Strömungsfeld ist superponiert und das Signifikanzniveau liegt bei 1 %. Zum Vergleich ist auf der rechten Seite das Korrelationsfeld zwischen $|U|$ und p_{mi} dargestellt. In beiden Fällen sind bei allen drei Ebenen nahezu die gleichen Regionen korreliert. Insbesondere fällt in der Mittelebene abermals die stark negative Korrelation im Bereich der Aufwärtsströmung C1 und die positive Korrelation der Strömung

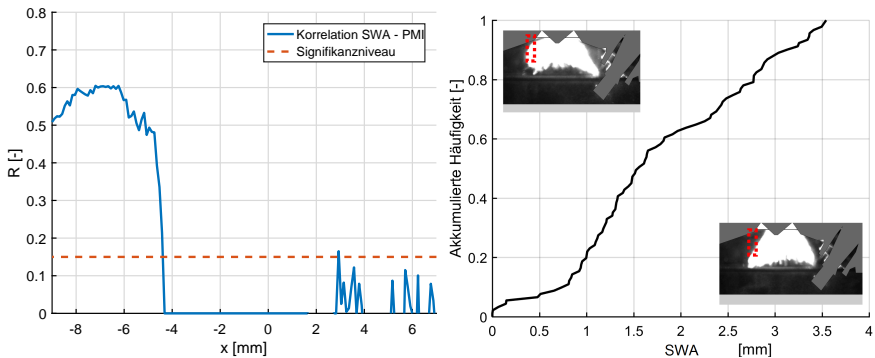


Abbildung 7.18: Links: Korrelationskoeffizienten zwischen Strahl-Wand-Abstands (SWA) und p_{mi} in horizontaler Richtung entlang der äußeren Kontur des Einspritzstrahls. Rechts: Empirische Verteilungsfunktion des im Bereich $x = -8\text{ mm}$ bis $x = -6\text{ mm}$ räumlich gemittelten SWAs. Eingesetzte Streulicht Aufnahmen zeigen Extrembeispiele der äußeren Ränder der Verteilungsfunktion.

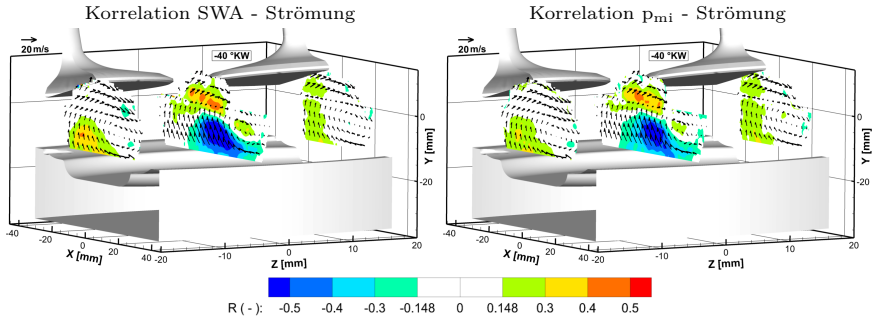


Abbildung 7.19: Räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten in allen drei Ebenen bei -40°KWnZOT und $\alpha = 1\%$. Das phasengemittelte Strömungsfeld ist superponiert. Jeder sechste Vektor wird dargestellt und die Länge skaliert mit der Geschwindigkeit.

C2 auf. Interessanterweise ist die Region C1 in den Ventilebenen positiv korreliert, was in Kapitel 7.4.3 näher untersucht wird. Insgesamt sind die Korrelationswerte für beide Korrelationen fast identisch. Im Gegensatz zu den Beobachtungen von Stiehl [142] ist im vorliegenden Fall nicht der SWA auf Seite der Zündkerze sensitiv zu den Strömungsfluktuationen, sondern die gegenüberliegende Seite. Allerdings zeigt sich wieder die Strömung C1 verantwortlich für die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen des Kraftstoffstrahls und die Unterschiede lassen sich auf Änderungen der Geometrie und des Einspritztimings zurückführen. Somit können die Beobachtungen im Grundsatz bestätigt werden und sind auf den vorliegenden Fall übertragbar. In Fällen hoher Aufwärtsströmung C1 in der Mittelebene vor der ersten Einspritzung wird das Spray näher an das Brennraumdach gedrückt. Durch die große Ähnlichkeit zwischen SWA- und p_{mi} -Korrelationsfeld kann die Wirkkette sogar weitergeführt werden. Ein Transport des Kraftstoffs in Richtung des Brennraum Dachs führt zu einem geringeren indizierten Mitteldruck, was auf eine ineffizientere Verbrennung hindeutet. Um von der statistischen Korrelationen tatsächlich auf Kausalzusammenhänge zu schließen, bedarf es zusätzlicher Analysen der Verbrennung respektive deren Verlauf.

7.4.2 Heizverlauf

Im Folgenden wird die Sensitivität zwischen der innermotorischen Strömung und dem Heizverlauf herausgearbeitet. Zur Beschreibung des Heizverlaufs wird die Druckindizierung verwendet, mit deren Hilfe Umsatzpunkte der Verbrennung berechnet werden können (vgl. Kapitel 5.2.3). Um für den Vergleich die Strömung zu quantifizieren, wird sie in der kritischen Region der Aufwärtsströmung räumlich gemittelt. Dazu wird das Korrelationsfeld zwischen Strömung und p_{mi} verwendet und mittels eines Schwellwertverfahrens der Bereich der maximalen Korrelation bestimmt (vgl. Kapitel 5.3.1). Die maximalen Korrelationen treten bei der Strömung C1 auf und sind in Abbildung 7.20 in der Darstellung auf der linken Seite farblich hervorgehoben. Es wurde mit $|R_S| > 0.5$ ein Schwellwert weit über dem Signifikanzniveau gewählt und alle Vektoren, die dieses Kriterium erfüllen, werden für die räumliche Mittelung verwendet. Somit kann im Vergleich zur Verwendung einer geometrisch definierten Fläche ein Bias durch in-sensitive Strömungsregionen vermieden werden. Das Histogramm auf der rechten Seite der Abbildung 7.20 zeigt die Zyklus-Verteilung des Betrags der räumlich gemittelten Strömung

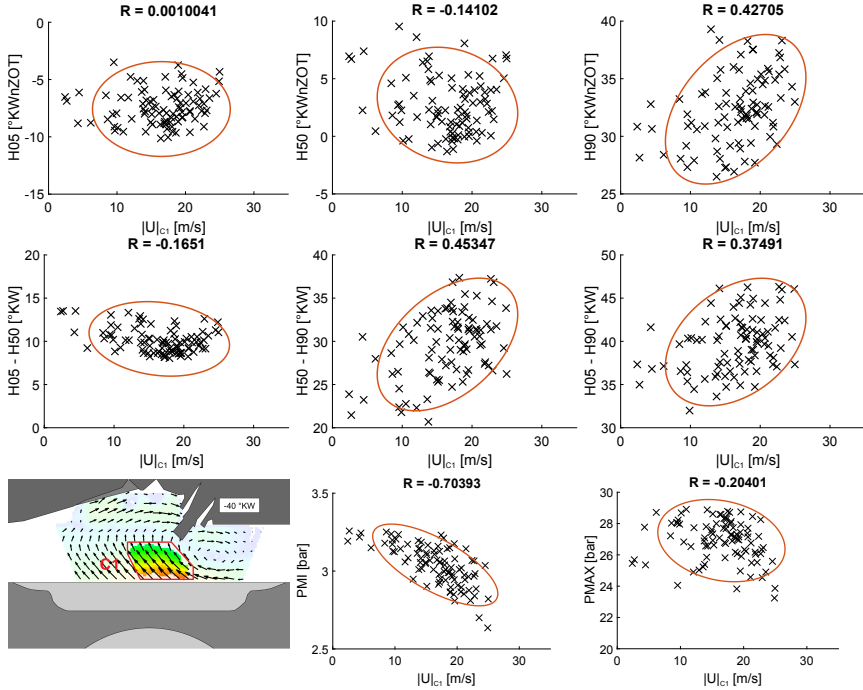


Abbildung 7.21: Korrelation der Aufwärtsströmung $C1$ bei -40°KWnZOT mit charakteristischen Verbrennungsparametern. Erste Zeile: Umsatzpunkte; zweite Zeile: Heizdauern; dritte Zeile: Drücke. Der gemittelte Strömungsbereich ist in der Darstellung unten links farblich hervorgehoben. Signifikante Korrelationen ab $|R| > 0,148$ ($\alpha = 1\%$).

erheblichen Einfluss auf die Flammenausbreitung hat. Bei Zyklen mit hoher Aufwärtsströmung liegt die Vermutung nahe, dass aufgrund der Strahl-Strömungs-Interaktionen der Brennstoff in die Außenbereichen des Brennraums konvergiert, wodurch das Gemisch abmagert. Gleichzeitig wird der Flammenkern aufgrund der Aufwärtsströmung in diese Bereich transportiert. Dadurch wird die Flammenausbreitung verlangsamt und es kommt zu verzögerten und möglicherweise unvollständigen Verbrennungen, was der niedrige p_{mi} implizit betätigt. Untersuchungen der Flammenpropagation von Stiehl [142] mittels Chemieluminiszenz-Aufnahmen der Flamme an einem Motor ähnlicher Geometrie im Schichtbetrieb haben ebenfalls gezeigt, dass eine Propagation der Flamme ausgehend von der Brennraummitte zu einer stabilen Verbrennung führt.

Rußbildung

Simultan zu den Strömungsmessungen wurde das Rußleuchten ausgewählter Spektralbereiche durch den Kolbenboden mit dem Farb-Temperatur-Messgerät (FTM) integral detektiert. Wie in Kapitel 5.2.4 beschrieben, lässt sich mit dieser Messtechnik die relative Rußkonzentration (KL) bestimmen. Durch Korrelation soll nun festgestellt werden,

inwiefern die Rußbildung von der innermotorischen Strömung, respektive dem Heizverlauf abhängt. Dazu ist das Korrelationsfeld zwischen dem Betrag der Strömung und KL auf der linken Seite der Abbildung 7.22 bei -48°KWnZOT dargestellt. Die stärksten Korrelationen sind positiv und abermals in der Ebenen z_0 im Bereich der Aufwärtsströmung C1 zu beobachten. Im Gegensatz zu den zuvor gezeigten Korrelationen mit Indizierdaten und Einspritzung ist der signifikante Bereich nach links in Richtung der Zylinderwand verschoben. Zudem tritt die höchste Signifikanz einige $^\circ\text{KW}$ früher auf. Daneben ist in der Ebene $z-18$ die Fläche unterhalb des Zylinderkopfs C2 positiv korreliert.

Für die weitere Analyse wird mittels einer Schnellwertdetektion der signifikanteste Strömungsbereich identifiziert. Wie in Abbildung 7.22 auf der rechten Seite hervorgehoben, wird bei einem Schwellwert $|R_S| = 0.35$ die folgende Auswertung auf den linken Randbereich der Aufwärtsströmung in der Ebene z_0 beschränkt. Da die Region deutlich von C1 abweicht wird sie im Folgenden als Strömung CR bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen der Strömung $|U|_{CR}$ und KL wird durch das Streudiagramm in Abbildung 7.23 deutlich. KL ist auf den maximalen KL-Wert aller Zyklen normiert. Die relative Rußkonzentration steigt mit zunehmender Geschwindigkeit. Zudem nehmen die Variationen der Rußkonzentration simultan zu. Es sei anzumerken, dass bei $KL/KL_{\max} = 0$ das Rohsignal unterhalb der Detektionsschwelle liegt und die Rußkonzentration daher als minimal angenommen werden kann (vgl. Kapitel 5.2.4).

Um die Rußbildung mit dem Heizverlauf zu vergleichen, ist im rechten Streudiagramm der Abbildung 7.22 KL über dem H90 aufgetragen. Auch hier liegt eine signifikante Korrelation vor. Sowohl KL als auch dessen Varianz nehmen mit steigender Brenndauer zu. Ein Rückbezug auf die signifikante Korrelation des H90 mit der zentralen Aufwärtsströmung C1 in Abbildung 7.21 zeigt zudem die indirekte Abhängigkeit der Rußkonzentration zur zentralen Aufwärtsströmung. Dass die direkte Korrelation die zur Wand versetzte Strömung CR hervorhebt, unterstreicht die Komplexität der Strömung-Verbrennungs-Interaktion. Möglicherweise wird die Rußbildung bei hohen wandnahen Strömungen verstärkt, da so eine schnellere Abkühlung der Flamme nahe der Wand begünstigt wird. Dadurch wird ein spätes Oxidieren des Rußes verhindert und die Partikel gelangen mit dem Abgas in die Umgebung. Die Korrelation mit dem H90 deutet auf einen ähnlichen Zusammenhang hin. Eine späte Verbrennung führt wahrscheinlich zu unvollständig verbrannten Regionen,

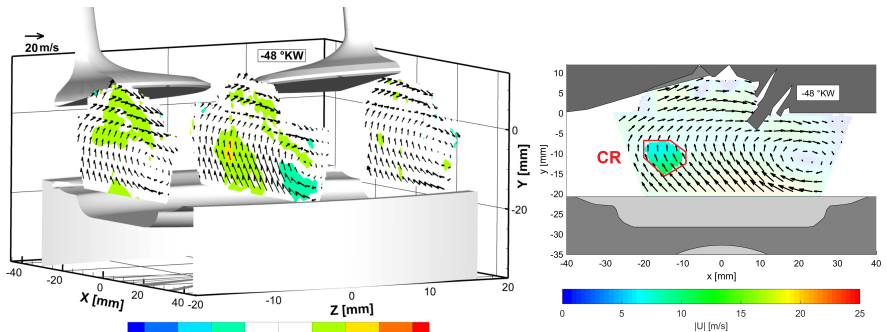


Abbildung 7.22: Links: Räumliche Verteilung der Korrelationskoeffizienten der Korrelation zwischen KL und Strömungsbetrag bei -48°KWnZOT in allen drei Messebenen ($\alpha = 1\%$). Jeder 6. Vektor ist dargestellt, Länge skaliert mit Geschwindigkeit. Rechts: Bereich der höchsten Korrelation ($R > 0.35$) in z_0 farblich hervorgehoben im phasengemittelten Strömungsfeld.

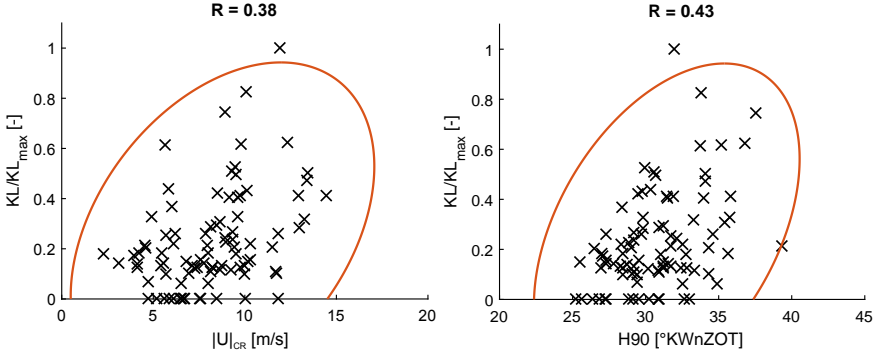


Abbildung 7.23: Links: Streudiagramm der Korrelation zwischen versetzter Aufwärtsströmung CR bei -48 °KWnZOT und Kl. Rechts: Streudiagramm der Korrelation zwischen H90 und Kl. Jeder dritte Zyklus ist dargestellt. Ellipsen markieren die Zwei- σ -Umgebung.

die eine vollständig Oxidierung des Rußes verhindern. Ob beide Beobachtungen auf die gleichen lokalen Effekte zurückzuführen sind oder unterschiedliche Ursachen haben, lässt sich mit der verwendeten integralen Messtechnik nicht abschließend beantworten. Dies wäre mit weiteren Untersuchungen durch ortsauflösenden Rußmesstechniken wie Laserinduzierten Inkandescenz (LII) möglich [145–147].

7.4.3 Rückverfolgung der Strömung

In den vorherigen Abschnitten wurde durch eine Vielzahl von Analysen die hohe Relevanz der Aufwärtsströmung C1 in der Mittelebene am Ende der Kompression für den innermotorischen Verbrennungsprozess gezeigt. Um den Ursachen für die Entstehung der Strömung auf den Grund zu gehen, wird eine Rückwärtsanalyse in Raum und Zeit durchgeführt.

Dafür wird abermals die Methode der Korrelationsfeldberechnung verwendet, wobei diesmal der Betrag der Aufwärtsströmung $|U|_{C1}$ als Skalar für die Kreuzkorrelation dient. Somit handelt es sich bei der Analyse um eine Strömung-Strömungs-Korrelation, bei der die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Aufwärtsströmung mit den Schwankungen des Betrags jedes einzelnen Vektors in allen Ebenen bis zurück in die Einlassphase korreliert werden. Dadurch sollen Strömungsregionen identifiziert werden, deren Intensität zur Entstehung der kritischen Strömung beitragen. Die so berechnete räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten ist in Abbildung 7.24 dargestellt. Das Signifikanzniveau liegt bei 1 % und die Länge der Vektoren skaliert mit der Geschwindigkeit. Bei -40 °KWnZOT treten in der Mittelebene erwartungsgemäß Korrelationen von 1 auf, da C1 mit sich selbst korreliert wird. Die Antiproportionalität zu der Strömung C2 wird durch die negative Korrelation in z0 bestätigt. In den Ventilebenen ist die Strömung über dem Kolben negativ korreliert, was zeigt, dass bei hoher Aufwärtsströmung die kinetische Energie in der Mitte zentriert ist und ein hohes Ungleichgewicht zwischen den Geschwindigkeitsniveaus der Ebenen vorliegt.

Früher in der Kompression bei -60 °KWnZOT ist die Aufwärtsströmung durch die hohe Korrelation schon deutlich sichtbar. Interessanterweise sind in der Ventilebene keine ausgeprägten Regionen signifikanter Korrelation vorhanden. Erst ab ca.

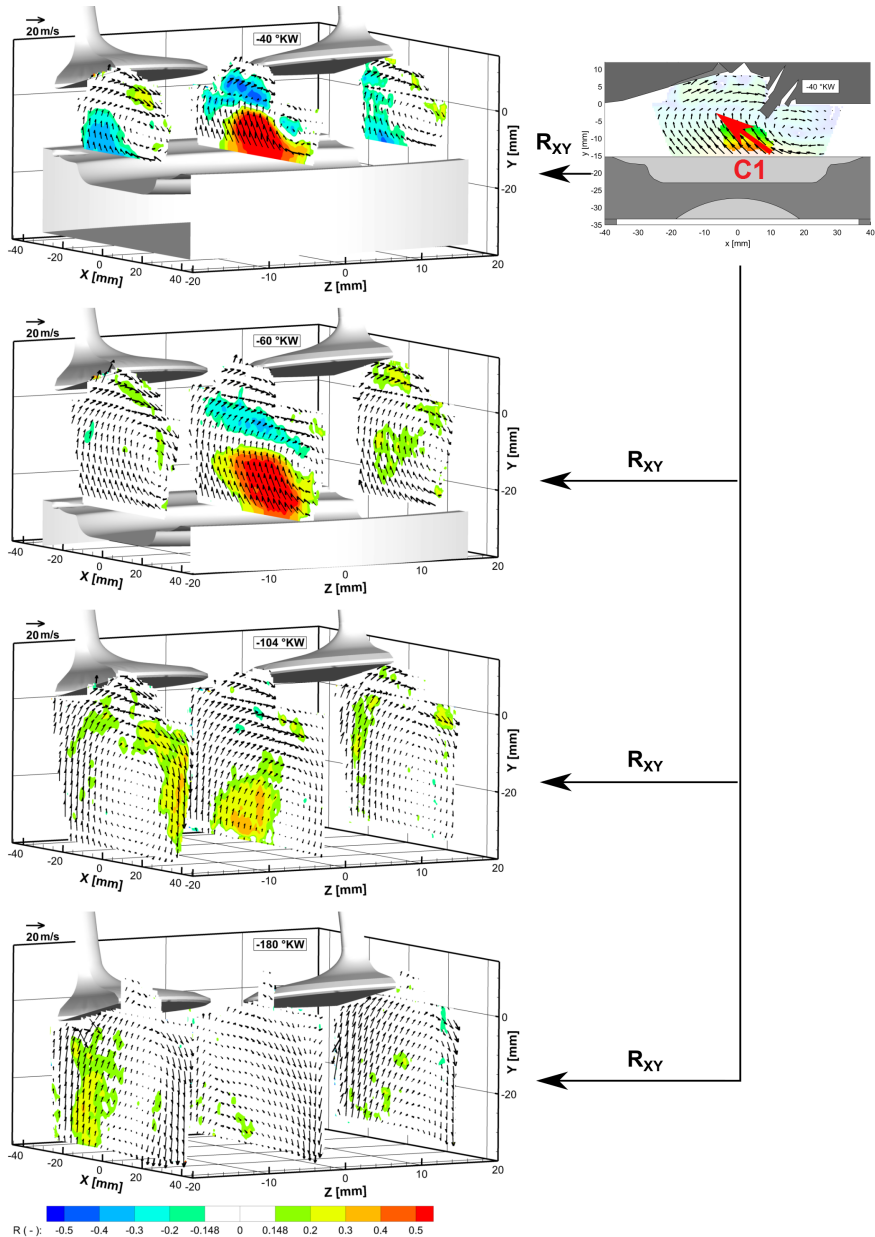


Abbildung 7.24: Räumlich Verteilung des Korrelationskoeffizienten zwischen dem Betrag der Aufwärtsströmung bei -40°KWnZOT und dem Strömungsfeld in allen Ebenen. Darstellung für ausgewählte $^\circ \text{KW}$ rückwärts laufend in der Kompression. $\alpha = 1\%$, jeder sechste Vektor ist dargestellt.

-80 °KWnZOT treten zusammenhängende signifikante Bereiche in den Ventilebenen auf und nehmen zu, während die Korrelationen der Mittelebene stetig abnehmen. In Abbildung 7.24 ist dies bei -104 °KWnZOT zu sehen. In der Ebene z-18 sind im rechten Randbereich unterhalb der Auslassventile große Flächen positiv korreliert. In der Ebene z18 ist der Bereich aufgrund eines kleineren messbaren Feldes nicht zu erkennen, deutet sich allerdings nahe des Zylinderkopfs bei $x = 10 \text{ mm}$ an. Selbst bei -180 °KWnZOT sind noch signifikante Korrelationen in der Ebene z-18 vorhanden, während die Mittelebene gänzlich unkorreliert ist.

Zusammenfassend kann auf Basis der Statistik festgestellt werden, dass eine hohe Tumbleströmung in den Ventilebenen in der frühen Kompression signifikant zur Entstehung der Aufwärtsströmung C1 beiträgt. Dies ist ein starkes Indiz für Ladungsbewegung orthogonal zur Messebene, die zu einem Impulstransfer von den Ventilebene in die Mittelebene führt, was am Ende in der starken Aufwärtsströmung mündet. Gerade der zeitliche Versatz zwischen positiver Korrelation in der Mittelebene und Aufwärtsströmung von mehreren °KW untermauert die These, wie folgende Abschätzung zeigt: Aus der phasengemittelten Position der Tumblezentren wird der Winkel der Tumbleachse φ bestimmt (vgl. Abbildung 7.25). Da der Winkel phasenabhängig ist, wird er zusätz-

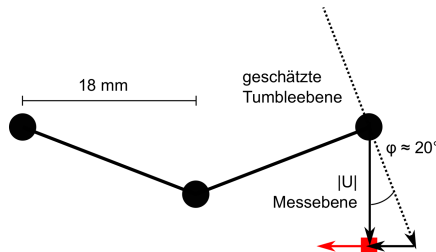


Abbildung 7.25: Skizze zur Schätzung der z-Komponente der Geschwindigkeit aus der Krümmung der Tumbleachse.

lich über die Kompression gemittelt (-124 - -40 °KWnZOT). Unter der Annahme, dass die Geschwindigkeiten orthogonal zur Tumbleebene minimal sind, kann so die z-Komponente der Geschwindigkeit aus der projizierten Geschwindigkeit der Messebene geschätzt werden. Bei einem Geschwindigkeitsbetrag in den Randbereichen des Tumbles der Ventilebenen von ca. 15 m/s ergibt sich eine Geschwindigkeit $U_z \approx 5,5 \text{ m/s}$. Ein Fluidelement benötigt somit ca. 40 °KW, um von der Ventilebene in die 18 mm entfernte Mittelebene zu propagieren. Dies entspricht in etwa dem zeitlichen Versatz zwischen Aufwärtsströmung C1 und signifikanter Korrelation in den Ventilebenen. Daher scheint die These gerechtfertigt, dass diese signifikante Strömungsregionen aufgrund deutlicher Ladungsbewegung in z-Richtung am Ende der Kompression in der Mittelebene erscheinen.

Um die konkreten Unterschiede der Strömungsstruktur aufgrund der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in den durch die Korrelation identifizierten signifikanten Strömungsregionen zu untersuchen, wird im nächsten Schritt die Methode der konditionierten Statistik angewandt (vgl. Kapitel 5.3.2). Dazu zeigt Abbildung 7.26 das Histogramm der Aufwärtsströmung aller 273 gemessenen Zyklen. Zusätzlich sind jene Zyklen farblich markiert, deren Geschwindigkeit zu den niedrigsten bzw. höchsten 10 % zählen. Diese Zyklen werden jeweils phasengemittelt und sind in Abbildung 7.27 dargestellt. Es werden dieselben Kurbelwinkel wie im Korrelationsfeld gezeigt. Bei -40 °KWnZOT sind die Unterschiede in der Mittelebene aufgrund des Konditionierungsparameters offensichtlich.

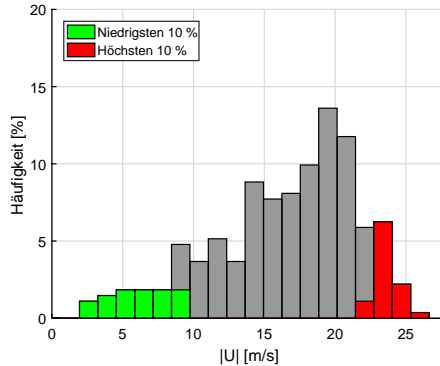


Abbildung 7.26: Histogramm des Betrags der Aufwärtsströmung über alle gemessenen Zyklen. 10 % der Zyklen mit dem höchsten bzw. niedrigsten Strömungsbetrag sind farblich hervorgehoben.

Allerdings unterscheidet sich nicht nur der Betrag der Aufwärtsströmung C1, sondern auch dessen Richtung. Für die unteren 10 % ist keine nach oben gerichtete Strömung vorhanden und das Tumblezentrum liegt tiefer, wodurch das Feld von der horizontalen Strömung C2 unter dem Zylinderkopf dominiert wird. Zudem ist die Ladungsbewegung in den Ventilebenen höher und das Geschwindigkeitsniveau ist homogener über alle Ebenen verteilt.

Gleiches gilt für die -60° KWnZOT Kolbenstellung, wobei die Ventilebenen diesmal in beiden Fällen sehr ähnliche Strömungen aufweisen. Für die höchsten 10 % ist in der Ebene z0 die Aufwärtsströmung noch deutlich sichtbar. Früher in der Kompression bei -104° KWnZOT verschieben sich die Verhältnisse abermals und die Unterschiede zwischen den Fällen treten in den Ventilebenen hervor. Die höchsten 10 % zeigen stärkere Ladungsbewegungen in den Ventilebenen. Gerade im Bereich gegenüberliegend der Einlassventile treten hohe Geschwindigkeiten auf und es wird vermutet, dass dort die Strömung aus der Ventilebene in Richtung der Mittelebene gelenkt wird. In der Mittelebene sind die Geschwindigkeiten geringer und gleichen sich in beiden Fällen. Im unteren Totpunkt zeigt sich ein ähnliches Bild. Die Mittelebenen zeigen beinahe ein identisches Strömungsfeld und in den Ventilebene unterscheidet sich vor allem der Bereich unterhalb der Einlassventile. Unter Berücksichtigung der Tumblebewegung im Uhrzeigersinn deckt sich dies mit den Beobachtungen des Strömungsfelds bei -104° KWnZOT.

Insgesamt wird deutlich, dass im Falle einer niedrigen Aufwärtsströmung C1 die Geschwindigkeit während der gesamten Kompression über alle Ebenen homogener ist. Im gegenteiligen Fall sind deutliche Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den Ebenen sichtbar und die Verhältnisse kehren sich im Laufe der Kompression um. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Aufwärtsströmung durch erhebliche Querströmungen orthogonal zur Messebene verursacht wird. Zur Illustration sind die maßgeblichen Strömungsstrukturen der beiden Fälle in Abbildung 7.28 skizziert. Im linken Fall ist die Intensität des Tumblers homogen im Brennraum verteilt und es entsteht keine Aufwärtsströmung in der Brennraummitte am Ende der Kompression durch Querströmungen. Entsteht eine starke Aufwärtsströmung, wird vermutlich durch einen erhöhten Anteil der Querströmung 3 (vgl. Kapitel 7.2), der Tumble entlang der Brennraumwand von beiden Ventilebenen zur Mitte gelenkt, wo er sich in der Kolbenmulde zur Aufwärtsströmung C1 bündelt.

Durch die Kombination aus multiplanaren und zeitlich hoch aufgelösten Messungen

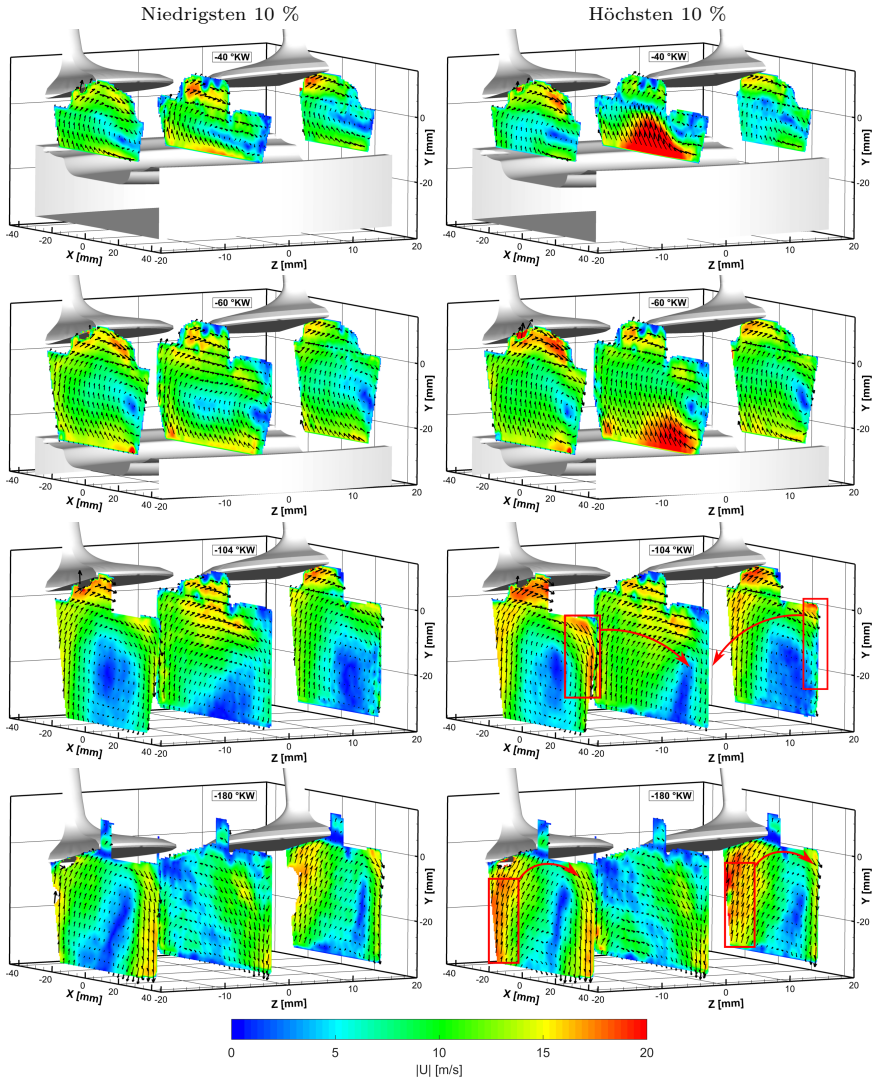


Abbildung 7.27: Phasengemittelte Strömung in allen drei Ebenen, konditioniert nach dem Betrag der Aufwärtströmung. Links: Niedrigsten 10 % (27 Zyklen), Rechts: Höchsten 10 % (27 Zyklen). Jeder 6. Vektor ist dargestellt. Farbskala zeigt Strömungsgeschwindigkeit. Die roten Pfeile zeigen Strömungsbebewegungen, die zur Querströmung führen.

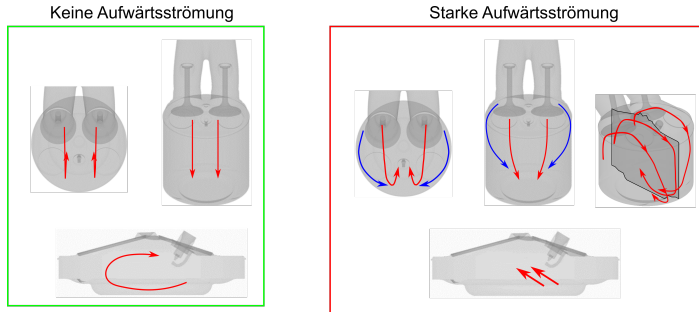


Abbildung 7.28: Illustration der Strömungsstrukturen zur Bildung der Aufwärtsströmung.

konnten mittels statistischer Methoden signifikante Korrelationen zwischen den Ebenen nachgewiesen werden. Diese sind ein starkes Indiz für fluktuierende dreidimensionale Strömungsstrukturen, die zu Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Strömung führen. Für eine vollständige Untersuchung der dreidimensionalen Strömungsstruktur ist ein Kopplung der experimentellen Untersuchungen mit numerischen Methoden denkbar. Die Large-Eddy-Simulation (LES) bietet beispielsweise die Möglichkeit sowohl die großskaligen kohärenten Strukturen aufzulösen, als auch deren Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen abzubilden. Wie beispielsweise Nicollet et al. [98] durch eine Validierung der LES anhand von Experimentellen Daten gezeigt haben, kann die LES das innermotorische Strömungsfeld reproduzieren und dessen Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen hinreichend präzise abbilden. Dadurch ermöglicht die Simulation eine detaillierte Analyse der dreidimensionalen Strömung, um die Thesen aus den experimentellen Untersuchungen im Gegenzug zu validieren.

7.4.4 Vergleich der Geometrien

In diesem Abschnitt wird der Einfluss einer veränderten Kanal- und Brennraumgeometrie auf die Strömung und deren Interaktion mit der Verbrennung im Schichtbetrieb behandelt. Die zuvor gezeigten Ergebnisse wurden durch Untersuchungen an der Referenzgeometrie mit Plateaunockenwelle erzielt. In diesem Abschnitt wird zusätzlich die Referenzgeometrie mit Vollhubnockenwelle und Geometrie 2 mit Vollhubnockenwelle untersucht. Details zu den Geometrien können Kapitel 4.2.1 entnommen werden. Die Untersuchungen an Geometrie 2 wurden an dem Zwei-Ebenen-HS-PIV-Aufbau durchgeführt, bei dem die Ebenen z_0 und z_{18} aufgenommen wurden. Der Aufbau ist in Abbildung 4.8 (Kapitel 4.3) gezeigt. Außerdem wurde das Timing der dreifach Schichteinspritzung geringfügig modifiziert, während die injizierte Kraftstoffmenge gleich war (vgl. Kapitel 4.4.1). Die Messungen zur Referenzgeometrie mit der Vollhubnockenwelle wurden ausschließlich in der Ebene z_0 realisiert, wobei der Ein-Ebenen-HS-PIV Aufbau verwendet wurde (vgl. Kapitel 4.3).

In Abbildung 7.29 sind die innermotorischen Strömungen der drei Konfigurationen in der Mittelebene verglichen. Die obere Zeile zeigt die phasengemittelten Strömungsfelder vor der ersten Schichteinspritzung. Alle drei Konfigurationen zeichnen sich durch ein Tumblezentrum auf der rechten Seite der Zündkerze aus, wodurch in der Mitte des Brennraums die Aufwärtsströmung C1 dominiert. Aufgrund des größeren maximalen

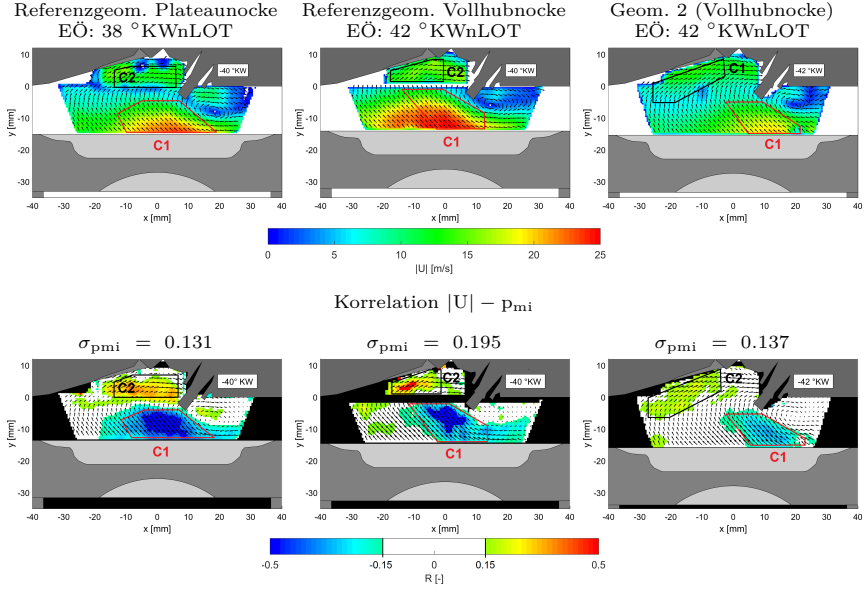


Abbildung 7.29: Vergleich der innermotorischen Strömung und deren Verbrennungsinteraktion für die Geometrievarianten. Oben: Phasengemitteltes Strömungsfeld in z_0 vor der ersten Einspritzung. Unten: Räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten für Korrelation $|U| - p_{mi}$ und $\alpha = 1\%$. Jeder dritte Vektor ist dargestellt.

Ventilhubs ist die Geschwindigkeit in der Referenzgeometrie bei Einsatz der Vollhub-Nockenwelle erhöht. Der Einfluss der Geometrievariation zeigt sich in einer reduzierten Ladungsbewegung trotz Verwendung der Vollhub-Nockenwelle. Die höchsten Beträge der Aufwärtsströmung C1 sind etwas nach rechts verschoben und liegen bei Geometrie 2 direkt unter der Zündkerze.

Bei Betrachtung der Korrelation zwischen $|U|$ und p_{mi} setzt sich die Systematik aus Kapitel 7.3.3 fort. Beide Varianten der Referenzgeometrie lassen sich durch die starke wechselwirkende negativ-positiv Korrelation der Aufwärtsströmung C1 und Dachströmung C2 charakterisieren. Auch die Geometrie 2 zeigt vergleichbare Wirkweisen, wobei die Korrelationen etwas schwächer und entsprechend der unterschiedlichen mittleren Strömung leicht verschoben sind. Die generellen Variationen des p_{mi} sind bei der Referenzgeometrie mit Vollhub-Nockenwelle erhöht, was vermutlich auf die stärkere Aufwärtsströmung zurückzuführen ist. Untersuchungen der Strahl-Strömungs-Interaktion von Stiehl et al. [143] an Geometrie 2 haben zudem gezeigt, dass die Fluktuationen der zweiten Schichteinspritzung signifikant mit der Aufwärtsströmung C1 korrelieren. Dies bestätigt, dass die grundsätzlichen Interaktionen zwischen Verbrennung und Strömung auch bei signifikanten Veränderungen der Brennraumgeometrie für strahlgeführte Brennverfahren konsistent sind.

Die Dreidimensionalität der Strömung wurde für Geometrie 2 in Bode et al. [23] untersucht. Die quasi simultanen Zwei-Ebenen-Messungen ermöglichten ein Vorgehen

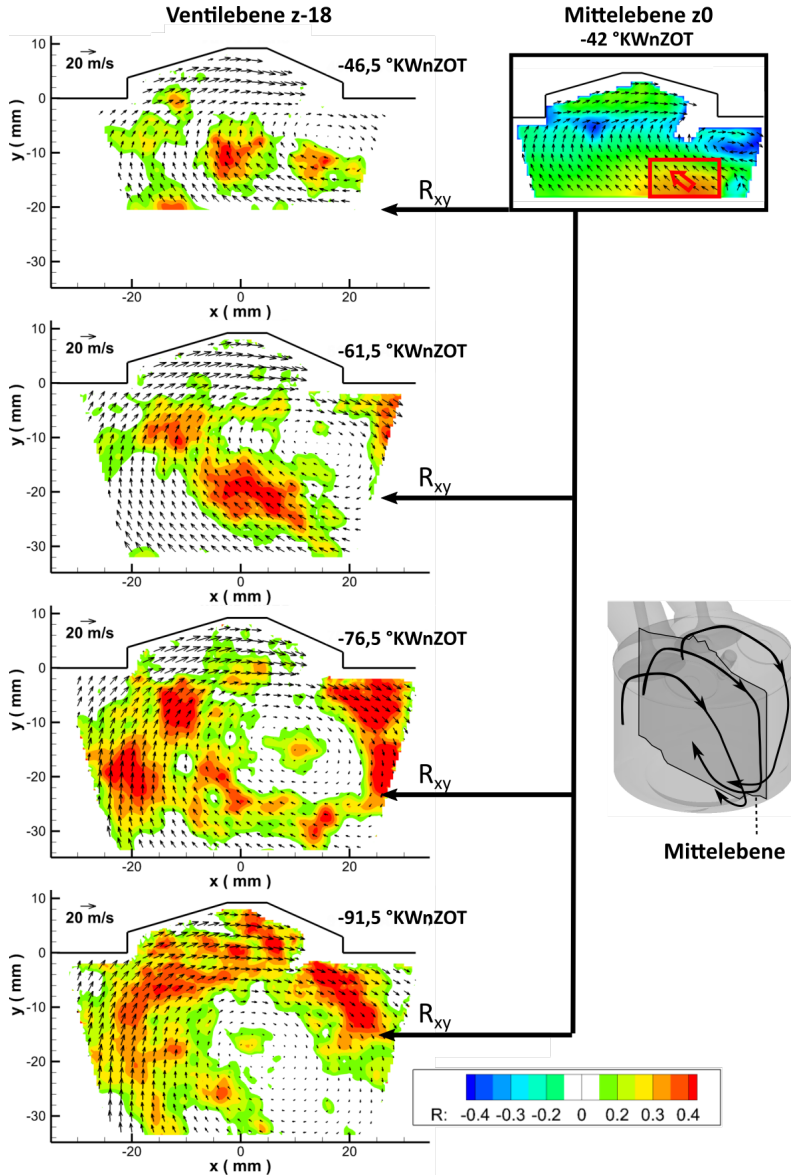


Abbildung 7.30: Räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten zwischen Aufwärtsströmung und dem Geschwindigkeitsfeld der Ventilebene für Geometrie 2. $\alpha = 1 \%$ jeder vierte Vektor ist dargestellt. Koordinaten des Rechtecks zur räumlichen Mittelung der Aufwärtsströmung: $3 \text{ mm} \leq x \leq 15 \text{ mm}$; $-14 \text{ mm} \leq y \leq -6 \text{ mm}$. Nach Bode et al. [23].

äquivalent zu den multiplanaren Messungen der Referenzgeometrie. Entsprechend wurde eine Strömung-Strömungs-Korrelation zwischen der Aufwärtsströmung C1 in der Ebene z0 und dem Strömungsfeld der Ebene z-18, wie in Abbildung 7.30 dargestellt, durchgeführt. Zur Quantifizierung der Aufwärtsströmung wurden alle Vektoren innerhalb des roten Rechtecks räumlich gemittelt. Die räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten ist in der Ventilebene mit einem Signifikanzniveau von $\alpha = 1\%$ abgebildet. Abermals wird deutlich, dass die Tumbleströmung in der Ventilebene mit einem zeitlichen Versatz zur Aufwärtsströmung am stärksten korreliert ist. Bei $-91\text{ }^\circ\text{KWnZOT}$ ist der gesamte Tumble signifikant korreliert. Auch bei $-76,5\text{ }^\circ\text{KWnZOT}$ sind große Bereiche signifikant korreliert und gerade am rechten Rand des Sichtfeldes unterhalb der Auslassventile treten sehr hohe Korrelationen auf. Es ist wahrscheinlich, dass die Strömung an dieser Stelle von deutlichen Geschwindigkeitskomponenten in z-Richtung geprägt ist und die Ladung über die Zylinderwand in die Kolbenmulde strömt. Dort trifft sie mit der Strömung aus der gegenüberliegenden Ventilebene und der Mittelebene zusammen, um die starke Aufwärtsströmung C1 zu formen. Der Vorgang ist in der Skizze der Abbildung 7.30 illustriert. Im Vergleich zur Referenzgeometrie treten die starken Ventilebenen-Korrelationen später in der Kompression auf (vgl. Abbildung 7.24). Dies deutet auf eine kürzere Zeitspanne für die Konvektion eines Fluidelements von der Ventilebene in die Mittelebene hin, was somit ein Indiz für höhere z-Geschwindigkeiten ist. Ein weiterer Unterschied besteht in der bleibenden positiven Korrelation am Ende der Kompression, wenn die Zeitdifferenz zwischen den korrelierten Strömungen in z-18 und z0 minimal wird. Bei der Referenzgeometrie treten an dieser Stelle negative Korrelationen auf. Wahrscheinlich ist die Aufwärtsströmung bei Geometrie 2 breiter und führt noch in der Ebene z-18 zu erhöhten Geschwindigkeiten. Die Aufwärtsströmung der Referenzgeometrie ist stärker zentriert, was eine Erklärung für die höheren Beträge der Strömungsgeschwindigkeit in der Ebene z0 im Vergleich gegenüber der Geometrie 2 ist (vgl. Abbildung 7.29). Insgesamt gibt es für beide Geometrien deutliche Indizien für Querkomponenten der Strömung, die am Ende der Kompression zu einer Aufwärtsströmung hoher Intensität in der Mittelebene führen. Zudem zeigt die Verbrennung in beiden Varianten eine vergleichbare Sensitivität zu dieser Strömung. Damit sind die Ergebnisse der Geometrievariation konsistent zur Systematik zur Strömungs-Verbrennungs-Interaktion, die aus der Variation der Einlassparameter abgeleitet wurde (vgl. Abbildung 7.14).

7.5 Fazit

Dieses Kapitel zeigte ausführlich die Ergebnisse aus den zeitaufgelösten multiplanaren Strömungsfelduntersuchungen im Schichtbetrieb. Zunächst wurde der grundlegende Einfluss der Einlassparameter auf die innermotorische Strömung behandelt. Bei Strömungen der Basiskonfiguration (Grundströmung $E\ddot{O} = 38\text{ }^\circ\text{KWnLOT}$, $TS = 0^\circ$), ist die Tumbleachse gekrümmt und verläuft bogenförmig in der Kompression, was vor der ersten Schichteinspritzung zu einer charakteristischen Aufwärtsströmung C1 in der Mittelebene führt. Eine schrittweise Schließung der unteren Einlasskanalhälfte durch den Tumblesteller führt zu einer sukzessiven Erhöhung der Ladungsbewegung, wobei sich der Tumble in der Mitte des Brennraums zentriert. Ab $TS = 35^\circ$ führt eine weitere Schließung des Kanals zu keiner weiteren signifikanten Zunahme der Ladungsbewegung. Dem entgegengestellt bewirkt eine Verschiebung des $E\ddot{O}$ zu späteren $^\circ\text{KW}$ eine erhebliche Reduktion der Strömungsgeschwindigkeit. Durch unterschiedliche Kombinationen von $E\ddot{O}$ und TS lassen sich vergleichbare mittlere Strömungsfelder herstellen, welche auf Basis ähnlicher kohärenter Strömungsstrukturen in Klassen eingeteilt wurden. Eine

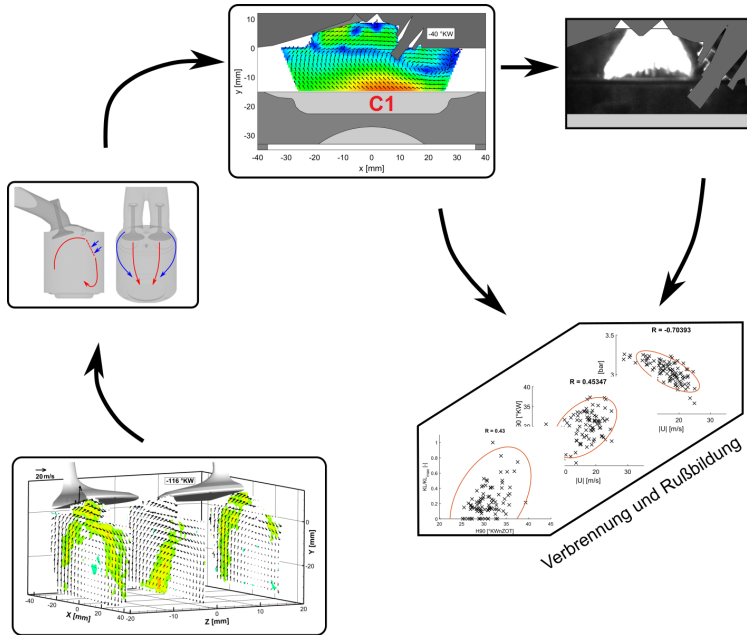


Abbildung 7.31: Schema zu den Wirkmechanismen des Schichtbetriebs.

Korrelationsanalyse offenbart schließlich einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der innermotorischen Strömung und der Verbrennung. Dabei zeigt sich die Verbrennung sensitiv gegenüber den gleichen kohärenten Strukturen innerhalb der Klassen, während die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen vergleichbar sind. Dadurch wird die Konsistenz der Klasseneinteilung betätigt. Aus den Analysen geht hervor, dass ein zentrierter Tumble vor der ersten Einspritzung mit moderaten Geschwindigkeiten oberhalb der Kolbens zu den geringsten Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen führt.

Im zweiten Teil wurde die Grundströmung detailliert untersucht, um die Wirkmechanismen des Schichtbetriebs heraus zu arbeiten. Die zentralen Elemente sind in Abbildung 7.31 zusammengefasst. Hohe Tumblegeschwindigkeiten in den Ventilebenen in der frühen Kompression führen zu verstärkten Geschwindigkeitskomponenten orthogonal zur Messebene. Daraus resultiert eine intensive Aufwärtsströmung C1 in der Mittelebene vor der ersten Einspritzung. Deren Fluktuation korreliert signifikant mit den Fluktuationen des Einspritzstrahls und der Verbrennung. Hohe Aufwärtsströmungen führen zu verringerten p_{mi} , langer Brenndauer und vermehrter Rußbildung. Eine Variation der Brennraumgeometrie zeigt vergleichbare Wirkmechanismen, was auf eine Generalität der gefundenen Sensitivitäten schließen lässt. Bei der Beschreibung der dreidimensionalen Strömung besteht allerdings noch Forschungsbedarf, da die multiplanaren PIV-Messungen nur Indizien für Querströmungen liefern. Insgesamt haben die Untersuchungen die hohe Relevanz großskaliger kohärenter Strömungsstrukturen für die Effizienz der Verbrennung und deren Emissionen gezeigt.

Kapitel 8

Ergebnisse des Homogen-Magerbetriebs

Dieses Kapitel beinhaltet die Ergebnisse der mehrdimensionalen Strömungsmessungen im Homogen-Magerbetrieb. Zu Beginn wird ein Überblick über das Betriebsverhalten des Motors und dessen Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen unter verschiedenen Einlassparametern geliefert. Aufbauend auf den Ergebnissen des vorherigen Kapitels werden anschließend die innermotorische Strömung gezeigt und die Unterschiede zum Schichtbetrieb herausgearbeitet. Es folgt eine Korrelationsanalyse der Strömungs-Verbrennungs-Interaktion, welche mit Untersuchungen zur Variation der Position des Zündfunken verknüpft werden.

8.1 Betriebsverhalten

Die gemessenen Betriebspunkte sind in der Tabelle 8.1 zusammengefasst. Für einen thermodynamischen Vergleich wurden die Schwerpunkte der Verbrennung durch Anpassung des Zündzeitpunkts nach Möglichkeit auf $H50 = 5 \text{ }^\circ\text{KWnZOT}$ gleichgesetzt. Die entsprechenden Zeitpunkte sind in der Tabelle gelistet.

Tabelle 8.1: Übersicht der gemessenen Einlassvariationen im Homogen-Magerbetrieb, inklusive er Zündzeitpunkte und der entsprechende mittlere Verbrenungsschwerpunkt (in $^\circ\text{KWnZOT}$).

	TS 0°		TS 35°		TS 45°	
	ZZP	H50	ZZP	H50	ZZP	H50
EÖ $38 \text{ }^\circ\text{KWnLOT}$	-35°	7°	-24°	5°	-22°	5°
EÖ $60,5 \text{ }^\circ\text{KWnLOT}$	-30°	4°	-22°	4°		

Wie der Tabelle zu entnehmen ist, wurden die Einlasssteuerzeiten im Vergleich zum Schichtbetrieb nicht verändert. Für eine geringere Ventilüberschneidung wurde hingegen die Steuerzeit der Auslassventile so verschoben, dass sie $22,5 \text{ }^\circ\text{KW}$ früher schließen ($AS = -12,5 \text{ }^\circ\text{KWnZOT}$), um die interne AGR-Rate zu reduzieren. Die Maßnahme ist notwendig, da im Homogen-Magerbetrieb höhere AGR zu Verbrennungsinstabilitäten führt [18]. Die AGR-Rate wurde mittels eines TPA-Modells von Ganz et al. [56] durch die kommerzielle Software GT-Power berechnet. Abbildung 8.1 zeigt erwartungsgemäß eine wesentlich kleinere interne AGR-Rate bei geringerer Ventilüberschneidung im Homogenbetrieb. Dazu konsistent wurde ein deutlich höherer Frischluftmassenstrom gemessen, wodurch die Menge des komprimierten Gasgemischs im Zylinder annähernd konstant war. Es fällt auf, dass Verstellung von TS auf 35° im Homogenbetrieb, im Gegensatz zum Schichtbetrieb, zu einer Erhöhung der AGR-Rate führt.

Indizien für die Ursache dieses Phänomens liefern in Abbildung 8.2 die Druckverläufe im Saug- bzw. Abgasrohr sowie im Brennraum während des Ladungswechsels. Zusätzlich sind die Hubkurven der Ein- und Auslassventile dargestellt. Diese zeigen, dass die

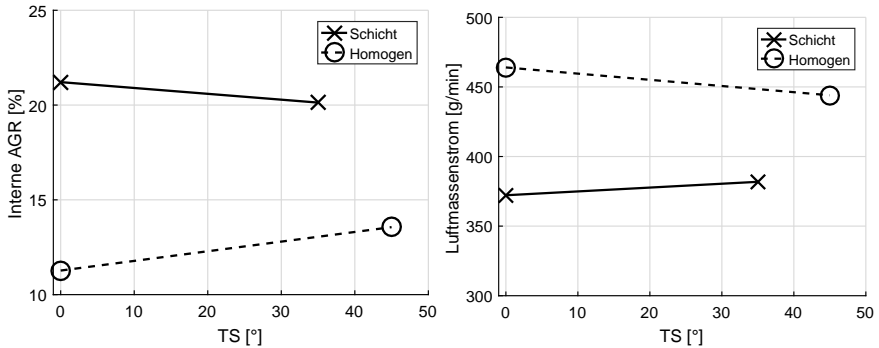


Abbildung 8.1: Vergleich der internen AGR-Rate (links) und des Luftmassenstroms (rechts) zwischen Schicht- und Homogenbetrieb bei $\text{EO} = 38^\circ \text{KWnLOT}$. Die AGR-Rate wurde mittels TPA-Modell berechnet [56].

Einlassventile aufgrund des Plateaus schon in der Auslassphase öffnen und sich mit den Auslassventilen überschneiden. Durch die Phasenverschiebungen der Druckwelle des in das Saugrohr zurück strömenden Abgases ändert sich die Wechselwirkungen zwischen Abgasströmung und der TS-Position. Wie diese Wechselwirkungen im Einzelnen aussehen, kann an dieser Stelle nicht beantwortet werden, da die Abgasströmung im Zylinder aufgrund der verbrannten PIV-Partikel nicht gemessen werden konnte. Aufschluss darüber könnten numerische Untersuchungen der Zylinder- und Kanalströmung geben.

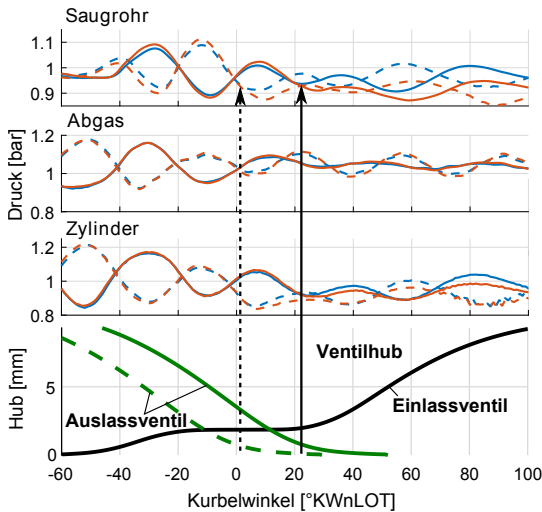


Abbildung 8.2: Vergleich der Druckverläufe in Saugrohr, Abgaskanal, Zylinder sowie die Hubkurven der Ventile während des Ladungswechsels. Pfeile markieren die vollständige Schließung der Auslassventile.

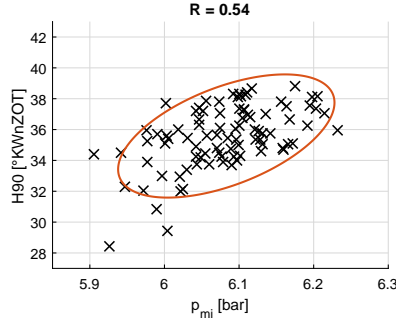


Abbildung 8.3: Korrelation zwischen H90 und p_{mi} bei $TS = 35^\circ$ und $E\ddot{O} = 38^\circ$.

Im nächsten Schritt werden die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Verbrennungsparameter im mageren Homogenbetriebs betrachtet. Dazu ist in dem Streudiagramm der Abbildung 8.3 der H90 über dem p_{mi} aufgetragen. Diese zeigen, dass ein spätes Ende der Verbrennung zu einem hohen p_{mi} und damit einer hohen Energieumsetzung führe. Bei der Untersuchten mittleren Schwerpunktlage der Verbrennung von $H50 = 5^\circ KWnZOT$ ist dieser Zusammenhang untypisch für den untersuchten Betriebspunkt, wie ein Vergleich mit äquivalenten Untersuchungen an einem herkömmlichen Einzylindermotor zeigt [18]. Daher ist davon auszugehen, dass dies auf Besonderheiten des Transparentaggregats im Homogenbetrieb zurückzuführen ist. Oftmals wird bei optischen Motoren ohne Ölschmierung mit Bowditch Extension und tief liegenden Kolbenringen (vgl. Kapitel 4.2) ein erhöhter Blow-By¹⁵ vermutet. Allerdings haben Untersuchungen von Kerber et al. [69] an einem vergleichbaren Transparentaggregat gezeigt, dass bei der verwendeten Drehzahl der zusätzliche Blow-By vernachlässigbar ist. Zudem konnte im Rahmen der Untersuchungen des Schichtbetriebs dieser Arbeit keine Anzeichen für etwaige Druckverluste durch Blow-By festgestellt werden (vgl. Abbildung 7.21).

Eher ist das Phänomen auf die tief liegenden Kolbenringe zurückzuführen und den damit einhergehenden großen Feuersteg. Dadurch ist nahe am oberen Totpunkt ein signifikanter Anteil des Gemischs im Feuersteg gelagert und wird erst während der Expansion freigesetzt, um zur Energiewandlung beizutragen. Kommt es nun zu einer schnellen Verbrennung, ist bei Freisetzung des Gemischs aus dem Feuersteg das Gas im Zylinder schon soweit abgekühlt, dass die Verbrennung nicht vollständig abgeschlossen wird. Bei langsamer Verbrennung wird das Gemisch aus dem Feuersteg wiederum vollständig verbrannt. Dieses Phänomen tritt auch bei herkömmlichen Motoren auf [91], wobei nicht so ausgeprägt wie im optisch zugänglichen Motor ist. Im Schichtbetrieb tritt das Phänomen wiederum nicht auf, da aufgrund der späten Einspritzung in der Kompression kein signifikanter Anteil des Brennstoffs in den Feuersteg gelangt. Für die anschließenden Untersuchungen ist daher festzuhalten, dass für eine Beurteilung des Brennverlaufs Kenngrößen der ersten Hälfte der Verbrennung eher zuverlässige Vergleichsdaten liefern. Eine ausführliche Diskussion des Heizverlaufs ist in Kapitel 8.3.1 zu finden.

Für eine generelle Übersicht sind in Abbildung 8.4 der Mittelwert und die Standardabweichung für alle relevanten Kenngrößen des homogenen Magerbetriebs zusammengefasst. Explizit sei auf den Mittelwert des Abgas- λ hinzuweisen. Dieser weist bei der späten

¹⁵ Als Blow-By bezeichnet man bei Verbrennungsmotoren jenen Anteil des Gasvolumens, der in der Kompression an den Kolbenringen vorbei aus dem Brennraum entweicht [60].

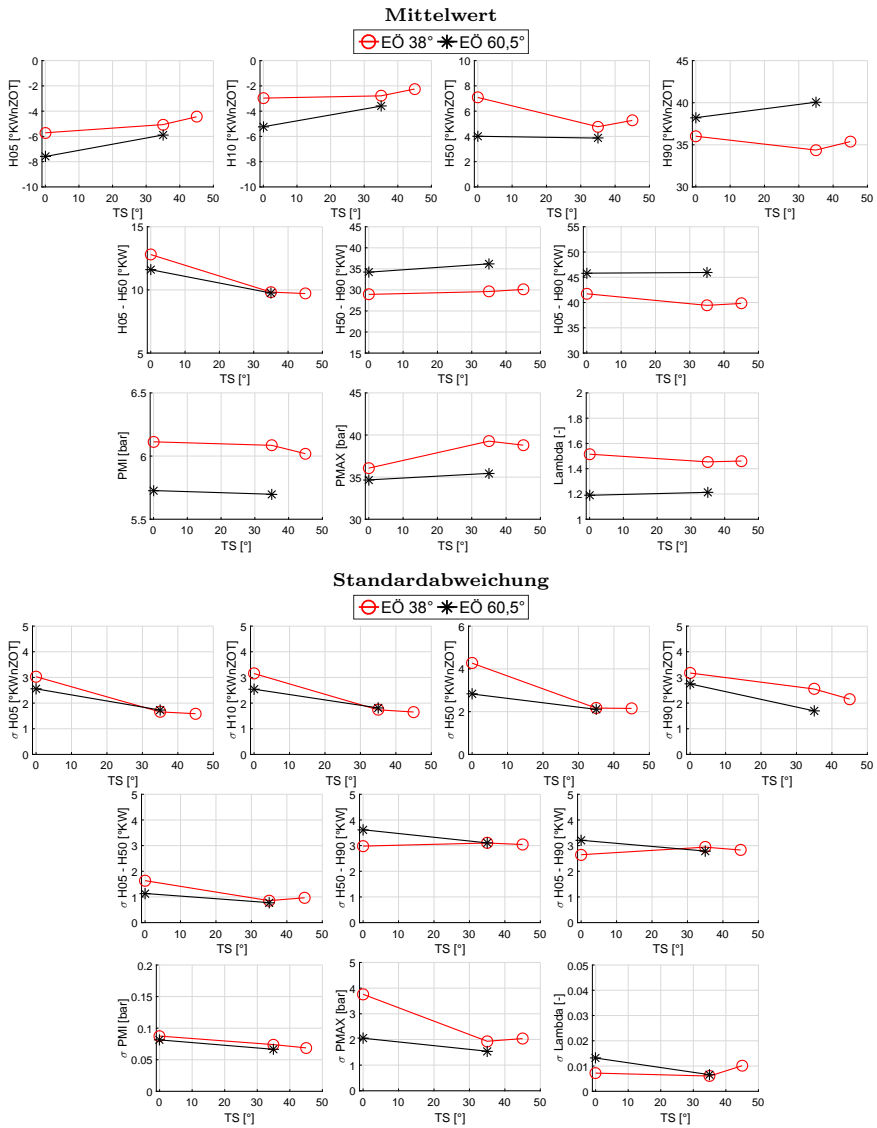


Abbildung 8.4: Kennzahlen der innermotorischen Verbrennung berechnet aus der Motorindizierung. Erste Zeile: Umsatzpunkte. Zweite Zeile: Brenndauern. Dritte Zeile: Druck und Abgas- λ .

Einlasssteuerzeit aufgrund der geringeren Füllung einen deutlich kleineren Wert auf, wodurch die laminare Flammengeschwindigkeit und gleichzeitig die NO_x -Emissionen steigen (vgl. Kapitel 2.4.2). Dies führt dazu, dass das Betriebsverhalten in diesem Punkt nicht dem hier untersuchten NO_x -Emissionsoptimierten Homogen-Magerbetrieb entspricht. Daher wird in den folgenden Abschnitten die Interaktion zwischen Strömung und Verbrennung ausschließlich bei der Steuerzeit $\text{EÖ} = 38^\circ \text{KWnLOT}$ untersucht.

8.2 Innermotorische Strömung

In diesem Abschnitt wird die innermotorische Strömung während des Homogen-Magerbetriebs analysiert. Da im vorherigen Kapitel die Strömung im Schichtbetrieb bereits ausführlich beschrieben wurde und im Homogen-Magerbetrieb äquivalente Einlassparameter verwendet wurden, werden an dieser Stelle Unterschiede zwischen den Betriebsarten herausgearbeitet. Diese werden vor allem durch die signifikant veränderten Strömungsbedingungen im Ladungswechsel aufgrund der früheren Schließung der Auslassventile ($\text{AS} = -12,5^\circ \text{KWnLOT}$) verursacht. Eine nachhaltige Veränderung der Strömung durch den saugsynchronen Einspritzstrahl kann als Ursache für etwaige Unterschiede ausgeschlossen werden, da bei Voruntersuchungen zwischen Schicht- und Homogenbetrieb bei exakt gleichen Einlass- und Auslasssteuerzeiten kein Unterschied in den Strömungen während der Kompression festgestellt werden konnte.

8.2.1 Vergleich der Betriebsarten

Zunächst werden in Abbildung 8.5 die phasengemittelten Strömungsfelder bei einer Tumblestellung von 35° qualitativ in allen drei Ebenen verglichen. In der Einlassphase bei -240°KWnZOT sind die charakteristischen Strömungsformen entsprechend der Einteilung aus Kapitel 7.2 in allen drei Ebenen markiert. Bei beiden Betriebsarten taucht die Tumblefront der Strömung 1 unterhalb der Einlassventile bereits auf, wie die horizontale Trennlinie zwischen Strömung 1 und Strömung 2 zeigt. Dabei wird in den Ventilebenen die Strömung 2 beziehungsweise in der Mittelebene die Strömung 4 verdrängt. Der Vergleich der Betriebsarten zeigt in den Ventilebenen eine höhere Position der Strömung 1 im Schichtbetrieb, was auf eine schnellere Tumbleströmung hindeutet. Die Strömungsfelder im UT bestätigen diese Beobachtungen, da in allen drei Ebenen der Tumble geschlossen und die Strömungsgeschwindigkeit im Schichtbetrieb leicht erhöht ist. Die Zentren des Tumblers sind ähnlich positioniert. Im weiteren Verlauf der Kompression bei -92°KWnZOT zeigen sich die gleichen Tendenzen. Am Ende der Kompression liegt in beiden Fällen der Tumble zentriert im Brennraum und in den Ventilebenen ist kein signifikanter Unterschied festzustellen. In der Mittelebene liegt der Tumble im Schichtbetrieb allerdings näher am Dach des Brennraums, was zu einer höheren Geschwindigkeit über dem Kolben führt, während im Homogen-Magerbetrieb die Strömung unterhalb des Kopfes stärker ausgeprägt ist. In den Ergebnissen des Strömungsvergleichs bei unterschiedlichen Tumblepositionen (Kapitel 7.2.1) zeigte sich ebenfalls eine höhere Tumbleposition bei stärkeren Strömungen, womit die Konsistenz der Beobachtungen bestätigt wird.

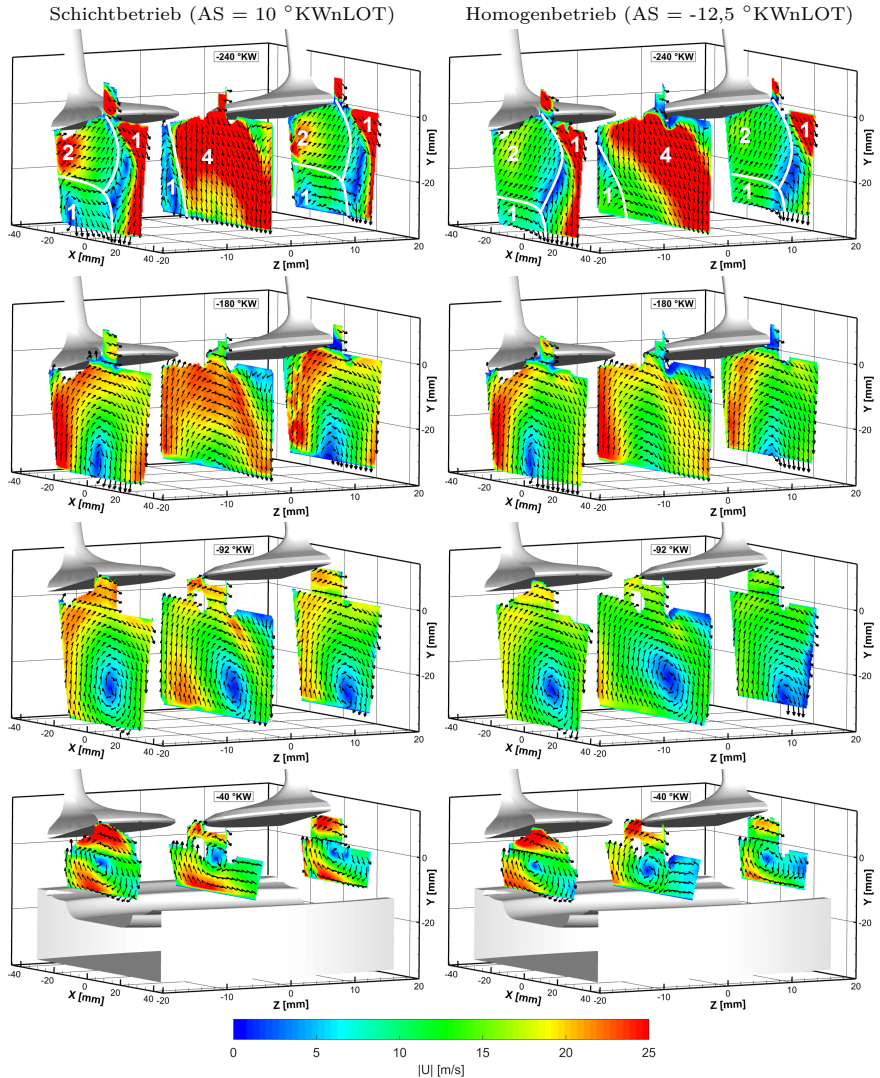


Abbildung 8.5: Vergleich der phasengemittelten Strömung zwischen Schichtbetrieb und Homogen-Magerbetrieb bei $E\ddot{O} = 38 \text{ °KWnLOT}$ und $TS = 35^\circ$. Jeder 6. Vektor ist dargestellt. Farbskala zeigt die Strömungsgeschwindigkeit.

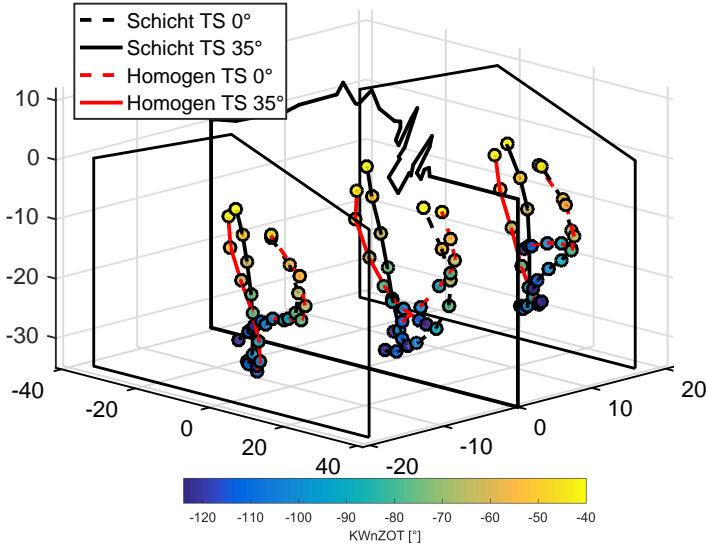


Abbildung 8.6: Vergleich der Tumble-Trajektorien in der Kompression in allen drei Ebenen zwischen Schicht- und Homogenbetrieb bei $E\ddot{O} = 38^\circ \text{KWnLOT}$. Achsenbeschriftung in mm.

Um den Tumbleverlauf in der Kompression zusammenzufassen, sind die Trajektorien des Tumbles für den Schicht- und Homogenbetrieb in Abbildung 8.6 skizziert. Neben $TS = 35^\circ$ wird die Grundströmung bei $TS = 0^\circ$ verglichen. Der Verlauf bei $TS = 35^\circ$ bestätigt die Erkenntnisse des qualitativen Vergleichs. Der Tumble ist am Anfang der Kompression leicht in Richtung der Zündkerze dezentriert und propagiert im weiteren Verlauf zur Mitte des Brennraums. Bei $TS = 0^\circ$ beschreibt der Tumble den bereits beschriebenen charakteristischen Bogen und liegt vor der Zündung auf der rechten Seite der Zündkerze. In allen Ebenen sind sehr ähnliche Trajektorien für $TS = 0^\circ$ zu beobachten, was auf eine vergleichbare Strömungscharakteristik schließen lässt.

Die Abbildung 8.7 dient einer Quantifizierung der Unterschiede der Strömungen bei $TS = 0^\circ$ am Ende der Kompression. Die linke Grafik zeigt die phasengemittelten Vektorfelder direkt vor der ersten Schichteinspritzung bei -40°KWnZOT . Wie durch die Tumbletrajektorien impliziert, bildet sich in beiden Betriebspunkten eine starke Aufwärtsströmung über dem Kolben. Diese wird in Anlehnung an die vorherigen Untersuchungen in einem geometrisch definierten Rechteck räumlich gemittelt. Die empirischen Verteilungsfunktionen des gemittelten Strömungsbetrags beider Betriebspunkte sind in dem rechten Diagramm gegenübergestellt. Beide Betriebspunkte zeigen sehr ähnliche Verteilungsfunktionen, die in der Mitte der Funktionen sehr ähnliche Verläufe aufweisen. Dies spiegelt sich auch in den Mittelwerten wieder, die nach dem t-Test statistisch gleich sind (Schicht: $|\bar{U}| = 19,6 \text{ m/s}$, Homogen: $|\bar{U}| = 19,5 \text{ m/s}$). Nach einem Kolmogorov-Smirnov-Test (K-S-Test) sind die Funktionen insgesamt im statistischen Sinne ebenfalls gleich ($P = 0,41$). Allerdings fällt auf, dass die Verteilung des Schichtbetriebs breiter ist und in den Randbereichen sind deutliche Unterschiede zu erkennen. Da der K-S-Test in den Rändern der Verteilung weniger sensitiv ist [124], wird zusätzlich die Varianz

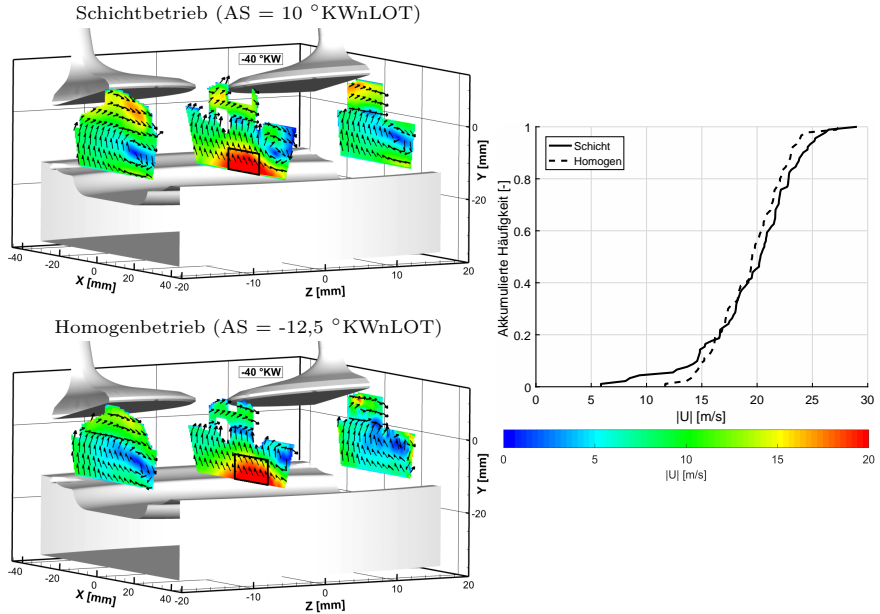


Abbildung 8.7: Vergleich der Strömung bei -40°KWnZOT , $\text{EÖ } 38^\circ \text{KWnLOT}$ und $\text{TS} = 0^\circ$ zwischen Schicht- und Homogenbetrieb. Links: Phasengemittelte Strömung in drei Ebenen. Rechts: Empirische Verteilungsfunktion der Aufwärtsströmung. Bemaßung des Rechtecks zur räumlichen Mittelung der Aufwärtsströmung $-3 \text{ mm} \leq x \leq 10 \text{ mm}$; $-13 \text{ mm} \leq y \leq -7 \text{ mm}$.

mit Hilfe des F-Tests überprüft. Dabei wird ein signifikanter Unterschied der Varianzen offenbart ($P = 0,004$; Schicht: $\sigma_{|U|} = 4,2 \text{ m/s}$, Homogen: $\sigma_{|U|} = 3,1 \text{ m/s}$), was auf höhere Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Strömung im Schichtbetrieb schließen lässt. Eine qualitative Betrachtung der Strömungsfelder zeigt, dass die Geschwindigkeitsbeträge in der Mittelebene zwar gleich sind, in den Ventilebenen jedoch höhere Geschwindigkeiten im Schichtbetrieb auftreten. Somit ist das Tumbelniveau im Schichtbetrieb auch bei der $\text{TS} = 0^\circ$ insgesamt höher, beim Homogenbetrieb kommt es allerdings zu einer stärkeren Bündelung der kinetischen Energie in der Mittelebene und einer relativ gesehen stärkeren Aufwärtsströmung. Es sei an der Stelle nochmals erwähnt, dass alle gezeigten Unterschiede auf die veränderte Auslasssteuerzeiten und die damit verbundene Phasenverschiebung der Abgasrückströmung in das Saugrohr zurückzuführen sind. Damit sind die Unterschiede kein Merkmal der Einspritzstrategie.

8.3 Korrelationsanalyse

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der innermotorischen Strömung auf die Verbrennung im Homogen-Magerbetrieb mittels Korrelationsanalysen untersucht. Zur Quantifizierung der Verbrennung dient zunächst der H50, um verbrennungsrelevante Strömungsstrukturen im Korrelationsfeld zu identifizieren.

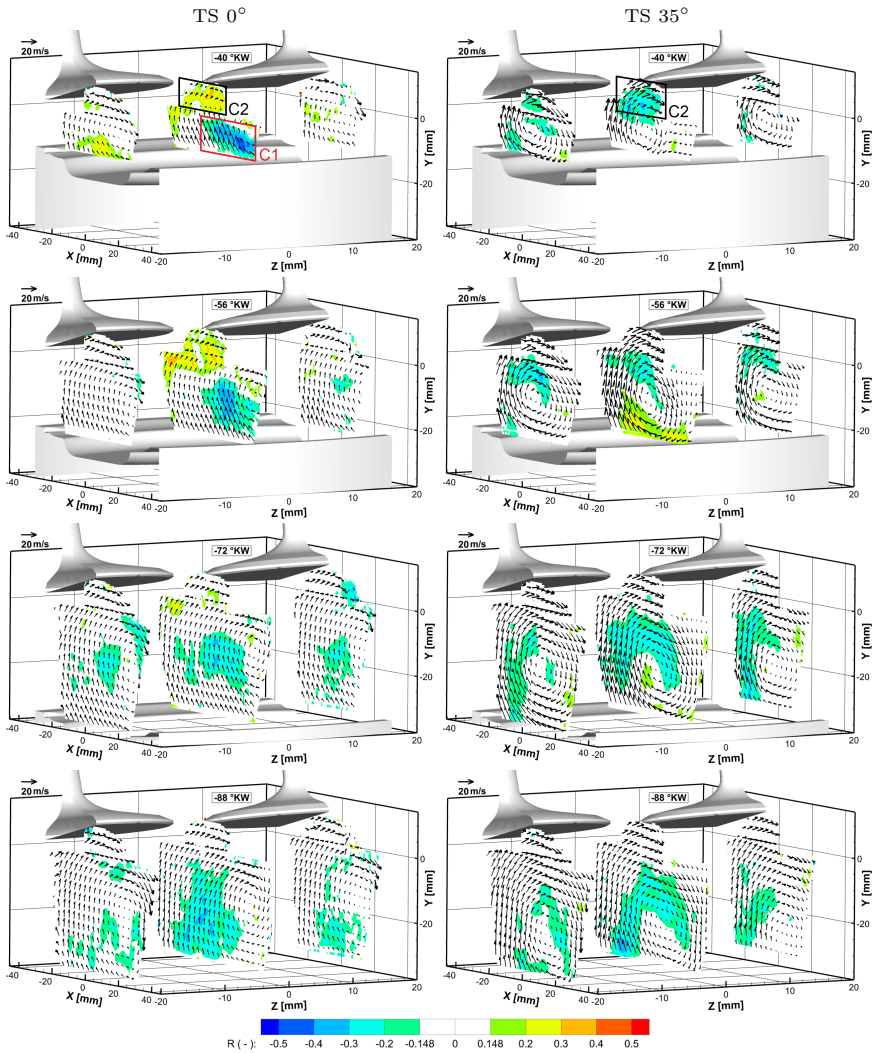


Abbildung 8.8: Räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten zwischen der Strömung in allen Ebenen und dem H50, $\alpha = 1\%$. Richtungsvektoren der phasengemittelten Strömung sind superponiert und skalieren mit der Geschwindigkeit, jeder 6. Vektor ist dargestellt.

Strömungsfeld - H50

Zunächst wird in Abbildung 8.8 die räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizientens zwischen Strömung und dem Verbrennungsschwerpunkt H50 für $TS = 0^\circ$ und $TS = 35^\circ$ gezeigt. Am Ende der Kompression ist wie schon im Schichtbetrieb zu beobachten, dass bei $TS = 0^\circ$ der Bereich der Aufwärtsströmung, markiert durch den roten Rahmen mit der Bezeichnung C1, signifikant mit der Verbrennung korreliert bzw. die Strömung am Brennraumdach gegensätzlich korreliert (markiert durch den schwarzen Rahmen C2). Dabei führt eine hohe Aufwärtsströmung zu einem frühen H50. Im Gegensatz dazu ist bei $TS = 35^\circ$ die Strömung C2 negativ korreliert und begünstigt somit einen frühen Schwerpunkt der Verbrennung. Eine Aufwärtsströmung C1 ist durch die zentrale Tumblelage nicht vorhanden. Trotzdem ist die Strömung oberhalb des Kolbens positiv korreliert, was aufgrund der Kolbenmulde allerdings nur bei -56°KWnZOT sichtbar ist. Bei $TS = 35^\circ$ sind in allen gezeigten Phasen die gleichen Bereiche der Tumbleströmung in den Ventilebenen und der Mittelebene korreliert. Es zeigt sich kein zeitlicher Versatz zwischen den Korrelationen in der Mittelebene und den Ventilebene. Dies ist ein starkes Indiz für eine gleichförmige Tumblebewegung, die sich gegenüber $TS = 0^\circ$ durch weniger Ladungsbewegung orthogonal zu den detektierten Strömungsfeldern auszeichnet. Die zentrale Lage des Tumbles in allen Ebenen unterstützt diese These. Der Korrelationsverlauf bei $TS = 0^\circ$ ist äquivalent zu den Untersuchungen zur Entstehung der Aufwärtsströmung in Abbildung 7.24 aus Kapitel 7.4.3.

8.3.1 Heizverlauf

$TS = 0^\circ$

Für eine weitere Analyse der Strömung-Verbrennungsinteraktion wird die Strömung vor der Zündung bei -40°KWnZOT und $TS = 0^\circ$ mittels einer geeigneten skalaren Größe quantifiziert. Dazu wird der Bereich der stärksten Korrelation in Abbildung 8.8 durch ein Schwellwertverfahren ($|R_S| = 0,3$) identifiziert und für jeden Zyklus räumlich gemittelt (vgl. Kapitel 5.3.1, Abbildung 5.14). Der so definierte Bereich für $TS = 0^\circ$ und $z = 0 \text{ mm}$ ist in dem Vektorfeld in der unteren Zeile der Abbildung 8.9 durch den roten Rahmen C1 eingerahmt und farblich hervorgehoben. Es wird deutlich, dass die Aufwärtsströmung C1 direkt unter der Zündkerze den größten Einfluss auf die Verbrennung hat. Die Punktdiagramme der Abbildung 8.9 zeigen entsprechend die Korrelation zwischen dem Betrag der räumlich gemittelten Strömung $|U|_{C1}$ und den Verbrennungsparametern. Neben dem Verbrennungsschwerpunkt ist auch der H05 signifikant mit der Aufwärtsströmung korreliert. Dies zeigt, dass eine starke Aufwärtsströmung eine schnelle Entflammung des Gemischs begünstigt und zudem die erste Hälfte der Verbrennung beschleunigt (H05 - H50). Dadurch entsteht eine signifikante Korrelation mit dem H50, der ebenfalls eine hohe Sensitivität zur Aufwärtsströmung zeigt. In der zweiten Hälfte der Verbrennung (H50 - H90) kehrt sich die Korrelation um und eine hohe Aufwärtsströmung führt sogar insgesamt zu einer längeren Brenndauer (H05 - H90). Das Ende der Verbrennung sowie der p_{mi} sind negativ korreliert.

Die Analyse des Heizverlaufs stützt die in Kapitel 8.1 getroffene Annahme, dass durch die tief liegenden Kolbenringe im Transparentaggregat ein wesentlicher Teil des Gemischs während des Homogenbetriebs im Feuersteg ist und somit erst in der Expansion freigelegt wird, um zur Verbrennung beizutragen. Dies erklärt auch die im Vergleich zum H50 geringe Varianz des H90, der maßgeblich durch die Kolbenposition und das dadurch freigesetzte Gemisch aus dem Feuersteg bestimmt wird. Bei einer

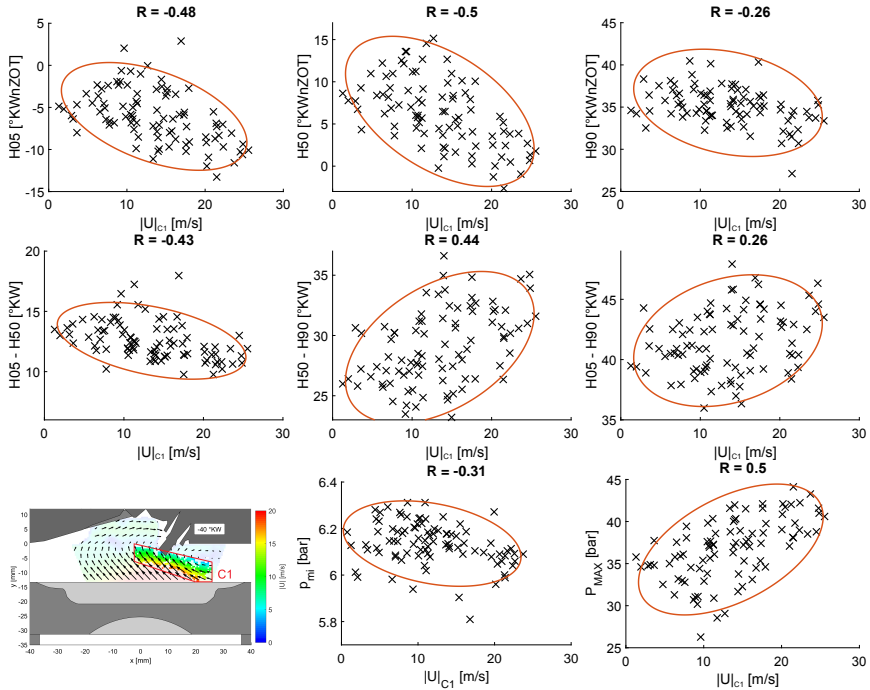


Abbildung 8.9: Korrelation der Aufwärtsströmung bei $-40\text{ }^{\circ}\text{KWnZOT}$ und $TS = 0^{\circ}$ in der Ebene z_0 mit charakteristischen Verbrennungsparametern. ZZP $-35\text{ }^{\circ}\text{KWnZOT}$. Signifikante Korrelationen ab $|R| > 0,148$ ($\alpha = 1\%$).

schnellen ersten Brennhälfte sinkt die Temperatur zu schnell ab und der Kraftstoff aus dem Feuersteg kann nicht vollständig umgesetzt werden, was in einem niedrigeren p_{mit} resultiert. Darin besteht ein wesentlicher Unterschied zum Schichtbetrieb, wo aufgrund der späten Einspritzung kein Brennstoff in den Feuersteg gelangt und damit der Einfluss des Feuerstegs des optisch zugänglichen Motors weniger prägnant ausfällt.

Insgesamt führt eine hohe Aufwärtsströmung C1 zu einer schnellen Entflammung und Verbrennung mit hohem Maximaldruck. Dem gegenüber steht der Schichtbetrieb wo aufgrund der Strahl-Strömungs-Interaktion die Strömung C1 eher zu langsamen Verbrennungen führt. Zudem ist der H05 im Schichtbetrieb sehr stabil und korreliert nicht mit der Strömung. Da im Gegensatz dazu die Entflammung im Homogenbetrieb sehr sensitiv zur Strömung ist, wird im späteren Verlauf des Kapitels diese Phase durch Analyse der Ausbreitung des Zündfunken näher untersucht (Kapitel 8.3.2).

TS = 35°

Bei $TS = 35^{\circ}$ wird zur Berücksichtigung des späteren Zündzeitpunkts ein späterer $^{\circ}\text{KW}$ ($-32\text{ }^{\circ}\text{KWnZOT}$) gewählt, um zur Vergleichbarkeit den gleichen Abstand zwischen

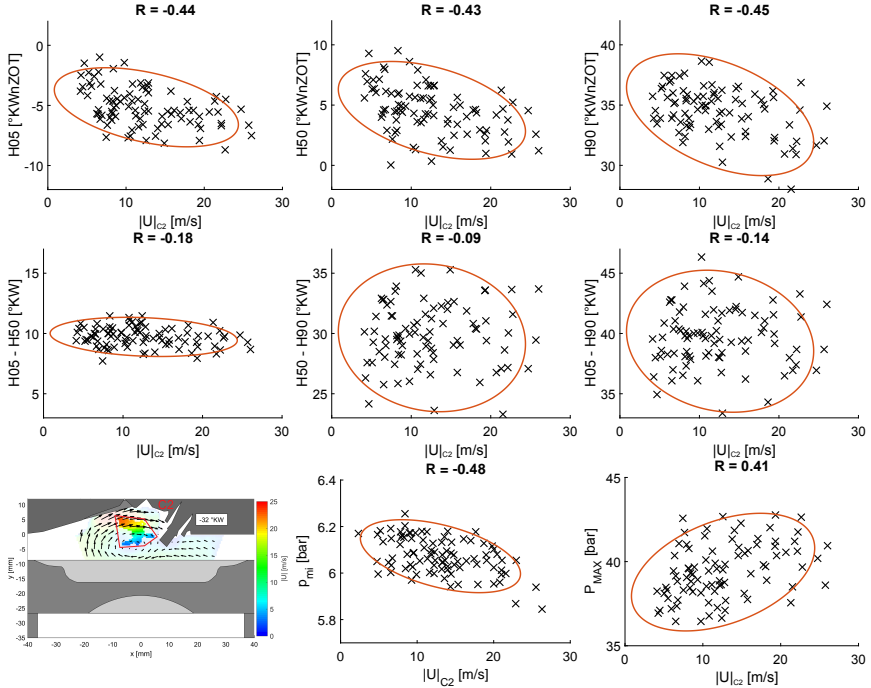


Abbildung 8.10: Korrelation der Strömung unterhalb des Zylinderkopfs bei -32°KwNzOT und $\text{TS} = 35^{\circ}$ in der Ebene z_0 mit charakteristischen Verbrennungsparametern. ZZZ -24°KwNzOT . Signifikante Korrelationen ab $|R| > 0,148$ ($\alpha = 1\%$).

Korrelation und Zündung zu gewährleisten. Zur Bestimmung der relevanten Region wird der Schwellwert der Korrelation wieder auf $|R|_S = 0,3$ gesetzt und die identifizierte Region in der Ebene z_0 räumlich gemittelt. Das Vektorfeld in der unteren Zeile der Abbildung 8.10 hebt hervor, dass die Strömung unterhalb des Zylinderkopfs C2, die höchste Relevanz für die homogene Verbrennung bei $\text{TS} = 35^{\circ}$ hat. Die Streudiagramme der drei Umsatzpunkte zeichnen sich prinzipiell durch eine deutlich signifikante und nahezu gleiche Korrelation aus. Die Varianz nimmt in Richtung der späteren Umsatzpunkte leicht zu. Im Gegenzug zeigen die Brenndauern nur schwache Korrelationen. Lediglich die erste Hälfte (H05 - H50) liegt minimal über dem Signifikanzniveau, wobei die Steigung sehr gering ist und die Streubreiten minimal sind.

Diese Beobachtungen machen deutlich, dass bei hohem Tumbelniveau die Entflammungsphase von den Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Strömung abhängen. Die anschließende erste Brennhälfte zeigt kaum Schwankungen, wodurch der H50 ebenfalls korreliert. Die p_{mi} ist durch die zuvor genannten Besonderheiten des Feuerstegs am optisch zugänglichen Motor negativ korreliert. Im Vergleich zu $\text{TS} = 0^{\circ}$ ist die Verbrennung wesentlich stabiler und gerade der Verbrennungsschwerpunkt zeigt deutlich geringere Variationen. Dies liegt primär an den günstigeren globalen Strömungsbedingungen aufgrund des zentrierten Tumbles, was im darauffolgenden Abschnitt detailliert erörtert wird. Zudem fördert die höhere turbulente Flammengeschwindigkeit durch die schnellere

Ladungsbewegung eine raschere Umsetzung des Brennstoffs [18], was schließlich zu einer kürzeren ersten Brennhälfte führt. Da die Entflammungsphase bei beiden TS-Positionen hohe Sensitivitäten zur Strömung zeigt, wird die Zündung im folgendem Abschnitt untersucht.

8.3.2 Zündung

Neben den zuvor diskutierten Ergebnissen legen weitere Untersuchungen der Flammenausbreitung die Vermutung nahe [8, 33, 111], dass die initiale Position des Flammenkerns von entscheidender Bedeutung für den generellen Verlauf der Verbrennung ist. Daher wird in diesem Abschnitt dessen Entstehungsort anhand der Ausbreitung des Zündfunkens bestimmt. Durch das Eigenleuchten des Zündfunkens in der Glühphase kann dieser ohne zusätzliche Messtechnik simultan zur Strömung mit den verwendeten Kamerasystemen detektiert werden. Die Methode zur Bestimmung des Schwerpunkts des Zündfunkens ist in Kapitel 5.2.2 beschrieben.

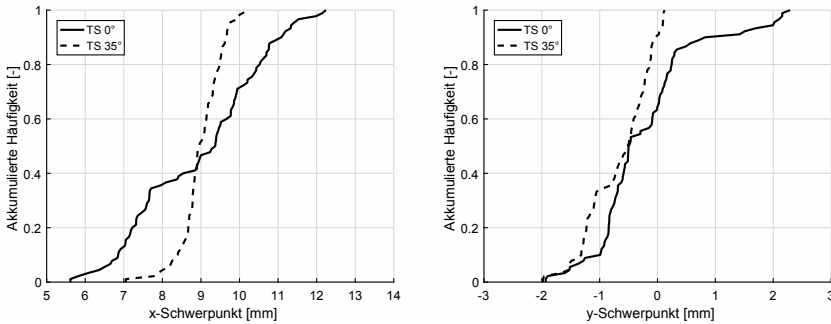


Abbildung 8.11: Empirische Verteilungsfunktion der Schwerpunktlage des Zündfunkens 7 °KW nach dem Zündzeitpunkt.

In Abbildung 8.11 sind die empirischen Verteilungsfunktionen der Schwerpunktlage des Zündfunkens in x- und y-Richtung für TS = 0° und TS = 35° dargestellt. Für den Vergleich wurde der Schwerpunkt jeweils 7 °KW nach dem Zündzeitpunkt ausgewertet. Es sei zu beachten, dass aufgrund der Belichtungszeit der Kamera das Signal des Funkens über 55 μ s bzw. 0,67 °KW integriert wurde. Die Graphiken offenbaren eine deutlich höhere Fluktuation des Zündfunkens in beide Raumrichtungen bei TS = 0°.

Ob diese Fluktuationen durch die Schwankungen der Strömung verursacht werden, kann mit Hilfe des Korrelationsfeldes ermittelt werden. In Abbildung 8.12 ist die räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizientens zwischen Strömungsbetrag vor der Zündung und dem jeweiligen Schwerpunkt des Zündfunkens für TS = 0° dargestellt. Beide Schwerpunkte zeigen sehr deutliche Korrelationen weit jenseits des Signifikanzniveaus in den bekannten Regionen C1 und C2. Wie die Richtung der Aufwärtsströmung bereits vermuten lässt, führt ein hoher Betrag der Strömung C1 zu einer Auslenkung des Funkens nach oben links zur Mitte des Brennraums.

Äquivalent dazu wird in Abbildung 8.13 die Korrelationsverteilung zwischen der Funkenposition und der Strömung vor der Zündung bei TS = 35° gezeigt. Trotz geringerer

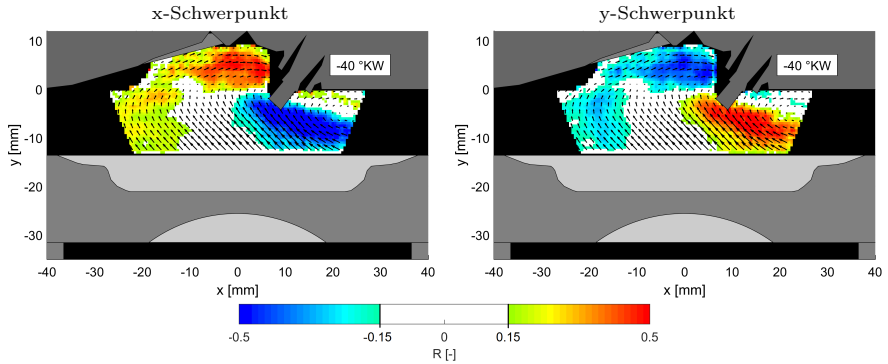


Abbildung 8.12: Räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten zwischen der Strömung in der Ebene z_0 bei -40°KWnZOT und dem Schwerpunkt des Zündfunken bei -28°KWnZOT ($\alpha = 1\%$), $TS = 0^\circ$. Jeder dritte Vektor ist dargestellt.

Varianz des Funkenschwerpunkts wird auch hier eine hohe Korrelation mit der Strömung am Brennraumdach C2 sichtbar. Diese führt bei starker Intensität zu einer Auslenkung des Zündfunken auf die rechte Seite unterhalb der Zündkerze. Warum der Funke bei $TS = 35^\circ$, obgleich der hohen Sensitivität zur Strömung, wesentlich geringer fluktuiert, zeigt eine konditionierte Phasenmittelung der Vektorfelder.

Konditionierte Statistik

Zur Bildung der konditionierten Vektorfelder werden die Zyklen aus den äußeren Rändern (jeweils 10 %) der empirischen Verteilungsfunktion des x-Schwerpunkts aus Abbil-

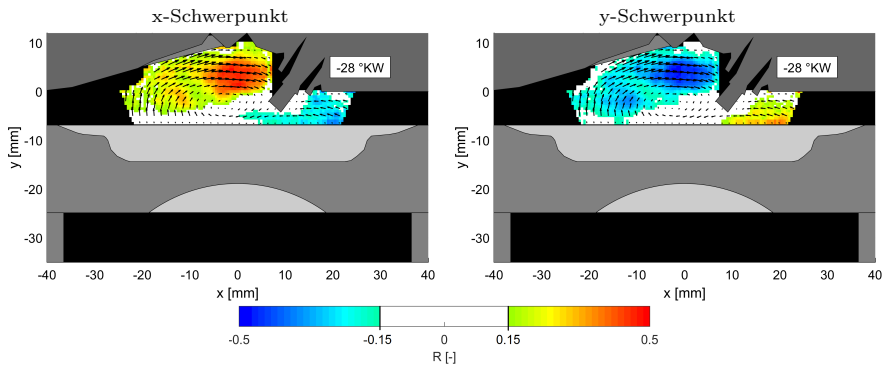


Abbildung 8.13: Räumliche Verteilung des Korrelationskoeffizienten zwischen der Strömung in der Ebene z_0 bei -28°KWnZOT und dem Schwerpunkt des Zündfunken bei -21°KWnZOT ($\alpha = 1\%$), $TS = 35^\circ$. Jeder dritte Vektor ist dargestellt.

dung 8.11 verwendet. Eine Detailansicht der Vektorfelder im Bereich der Zündkerze ist in Abbildung 8.14 für $TS = 0^\circ$ und $TS = 35^\circ$ dargestellt. Bei $TS = 0^\circ$, liegt bei linker Funkenlage eine starke Aufwärtsströmung C1 vor. Diese wirkt direkt auf den Funken und drückt ihn in Richtung der Brennraummitte nach oben, ohne dass dort eine Strömung entgegen wirkt. Im gegenteiligen Fall ist am Brennraumdach eine starke Strömung C2 vorhanden und die Aufwärtsströmung beeinflusst durch geänderte Tumbleposition den Funken nicht direkt. Die Konvektion des Funkens zur rechten Seite der Zündkerze wird durch den Tumble eher noch verstärkt, da der Funken dort vom Tumble erfasst wird. Bei $TS = 35^\circ$ unterscheidet sich die generelle Struktur der Strömung zwischen den höchsten 10 % und den niedrigsten 10 %. Bei linker Funkenlage wirken die Strömungen zu beiden Seiten der Kerze gegeneinander, während bei rechter Lage die Dachströmung C2 dominiert. Die Beobachtungen machen deutlich, dass die Funkenlage sehr sensitiv gegenüber

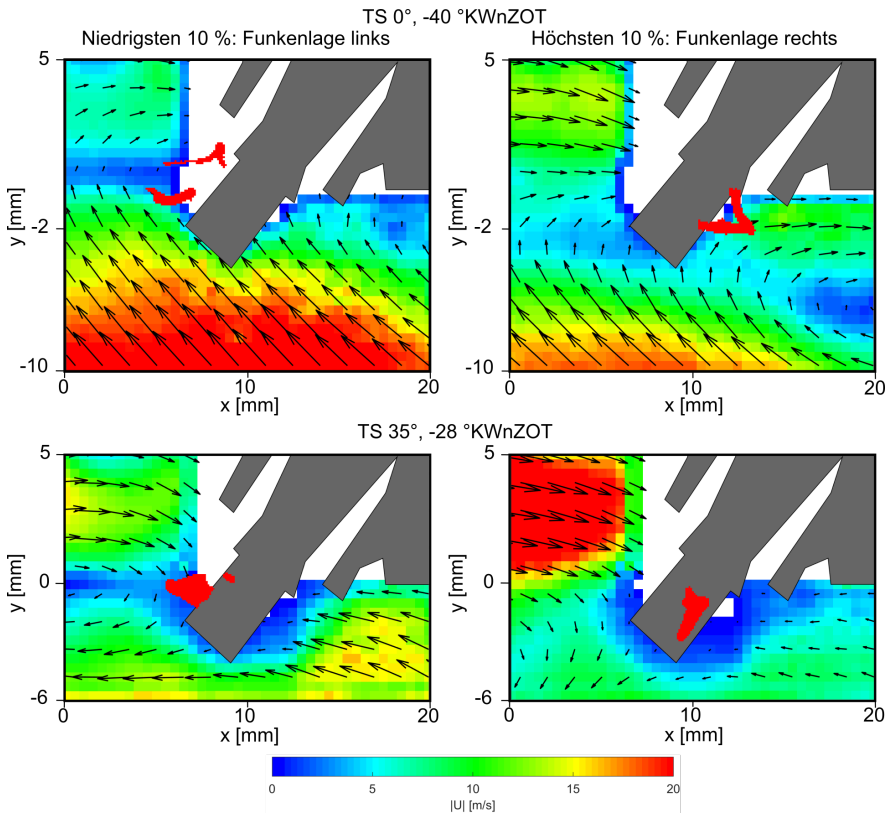


Abbildung 8.14: Detailansicht der Vektorfelder im Bereich der Zündkerze, konditioniert auf den x-Schwerpunkt des Zündfunkens. Zündfunken aus den jeweiligen äußeren Ränder der Verteilungsfunktion 7°KW nach dem Zündzeitpunkt sind dem Strömungsfeld superponiert. Der Bügel der Zündkerze ist Richtung Kamera geöffnet.

Schwankungen der Strömungsstruktur im Bereich der Zündkerze ist. Im nächsten Schritt wird daher die Auswirkung der Funkenlage auf den Brennverlauf untersucht.

Korrelation Funkenlage-Heizverlauf

Die Streudiagramme in Abbildung 8.15 zeigen die Korrelation zwischen dem x-Schwerpunkt des Zündfunken und den relevanten Parametern des Heizverlaufs bei $TS = 0^\circ$. Die Ergebnisse sind mit nochmals höheren Korrelationswerten konsistent zu den direkten Korrelationen zwischen Verbrennung und Strömung (vgl. Abbildung 8.9) und bestätigen damit die These, dass eine zentrale Ursache der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Verbrennung in dem Einfluss der Strömung auf die Funkenlage und somit dem Ort der Entflammung liegt. Die Intensität der Aufwärtsströmung $|U|_{C1}$ und der x-Schwerpunkte zeigen annähernd eine lineare Abhängigkeit, wobei hohe Geschwindigkeiten eine zentrale Funkenlage im Brennraum begünstigen. Daraufhin folgt schließlich eine kurze Entflammungsphase (H05) mit einer beschleunigten ersten Brennhälfte (H05 - H50) und der daraus resultierend frühen Schwerpunktlage (H50). Bei geringer Aufwärtsströmung liegt der Funken auf der rechten Seite Zündkerze und der Flammenkern wird in diesem Fall durch den außen liegenden Tumble sogar noch weiter in Richtung der Wand getragen, was zu späten Umsatzpunkten führt. Erwartungsgemäß liegt ebenfalls eine deutlich

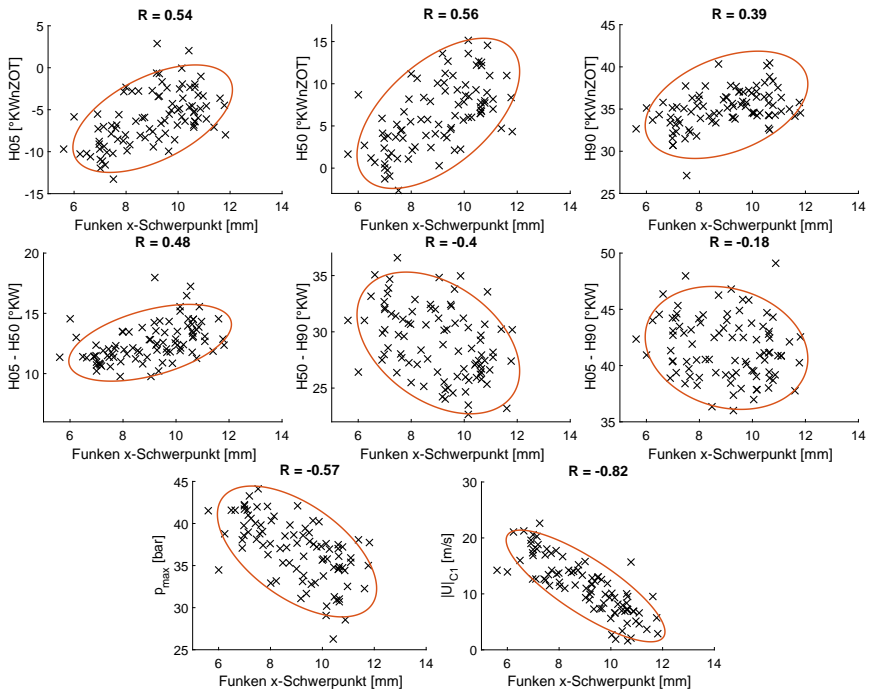


Abbildung 8.15: Korrelation zwischen Funkenlage bei -28°KwNzOT und Verbrennungsparametern bei $TS = 0^\circ$. Signifikante Korrelationen ab $|R| > 0,148$ ($\alpha = 1\%$).

signifikante Korrelation mit dem Spitzendruck vor (p_{\max}). Die Parameter der zweiten Brennhälfte zeigen aus den bereits genannten Gründen eine gegensätzliche Korrelation.

An dieser Stelle wird auch ersichtlich, warum die Aufwärtsströmung C1 im Gegensatz zum Schichtbetrieb eine schnelle homogene Magerverbrennung begünstigt. Im Schichtbetrieb führt eine hohe Aufwärtsströmung durch die Strahl-Strömungsinteraktion der späten Einspritzung zu einem Transport des Gemischs in die Außenbereiche des Brennraums, wo es wegen des hohen Luftüberschusses abmagert, was zu einer verzögerten und möglicherweise unvollständigen Verbrennung führt. Aufgrund der hohen Brennstoffmenge im Bereich der Zündkerze verläuft die Zündung stabil. Die Verbrennung wird nicht allein durch die deflagrative Ausbreitung der Flammenfront bestimmt, sondern wird auch durch Diffusionsvorgänge geprägt, wodurch die Ausbreitung der Flamme bei einer ungünstigen Verteilung des Brennstoff-Luft-Gemischs gestört wird. Entfällt die späte Einspritzung wie im Homogen-Magerbetrieb, wird lediglich der Zündfunken zur Mitte transportiert, wodurch sich der Flammenkern zentral im Brennraum befindet. Damit kann sich die Flammenfront gleichmäßig im Brennraum ausbreiten und der Brennstoff wird möglichst schnell umgesetzt. Buschbeck et al. [33] haben vergleichbare Abhängigkeiten der Flammenausbreitung von kohärenten Strömungsstrukturen im Homogen-Magerbetrieb festgestellt.

Abschließend werden die Korrelationsanalysen zur Funken-Verbrennungsinteraktion auf die Konfiguration $TS = 35^\circ$ übertragen. Interessanterweise offenbaren die Punktdiagramme in Abbildung 8.16, dass trotz signifikanter Korrelation zwischen der Strömung unterhalb des Brennraumdachs C2 und dem x-Schwerpunkt des Funkens, die Umsatzpunkte der Verbrennung unkorreliert sind. Auch die übrigen Verbrennungsparameter sind unkorreliert, weshalb auf deren Darstellung verzichtet wurde. Die Ursache hierfür liegt in der geringen Varianz der Position des Funkens. Wie bereits gezeigt, weist die grundsätzliche Struktur der Strömung nur geringe Variationen auf, wodurch auch der Zündort nur um wenige Millimeter schwankt und immer direkt an der Zündkerze liegt (vgl. Abbildung 8.14). Somit begründen sich die direkten Korrelationen zwischen Verbrennung und Strömung C2 aus Abbildung 8.10 in der Sensitivität der frühen Flammenausbreitung zur Strömung, was folgende Hypothese zulässt: Vom Zündort nahe der Kerze wird bei hoher Dachströmung C2 der Flammenkern direkt vom Tumble erfasst und aufgrund dessen zentraler Lage schnell wieder in die Mitte des Brennraums befördert, wodurch eine zentrale Ausbreitung der Flammenfront begünstigt wird.

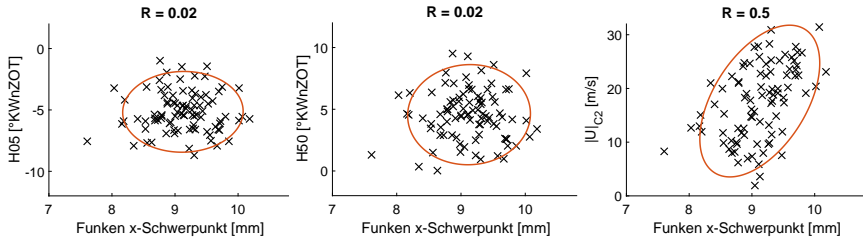


Abbildung 8.16: Korrelation zwischen Funkenlage bei -17°KWnZOT und Verbrennungsparametern $TS = 35^\circ$. Signifikante Korrelationen ab $|R| > 0,148$ ($\alpha = 1\%$).

8.4 Fazit

In diesem Kapitel wurden die Ergebnisse der multiplanaren Strömungsmessungen im Homogen-Magerbetrieb des Motors für unterschiedliche TS-Positionen diskutiert. Im Vergleich zum Schichtbetrieb wurde die Auslasssteuerzeit geändert, um die Ventilüberschneidung und somit die interne AGR-Rate zu reduzieren. Dadurch wurden die Druckschwingungen im Ladungswechsel OT deutlich verschoben, was einen signifikanten Einfluss auf das innermotorische Strömungsfeld in allen Ebenen hat. Generell führt die geringere Ventilüberschneidung im Homogen-Magerbetrieb und die damit verbundenen Auswirkungen auf die Strömungsbedingungen im Ladungswechsel zu einer geringeren Ladungsbewegung, wobei die grundsätzlichen Strömungsstrukturen in beiden Betriebsarten vergleichbar sind.

Korrelationsanalysen offenbaren einen deutlichen Zusammenhang zwischen dem Heizverlauf und der innermotorischen Strömung. Unabhängig von der TS-Position kann eine hohe Relevanz der Entflammungsphase für den gesamten Heizverlauf festgestellt werden, welcher äußerst sensitiv auf die Strömung reagiert. Insgesamt sind die Zyklus-zu-Zyklus-

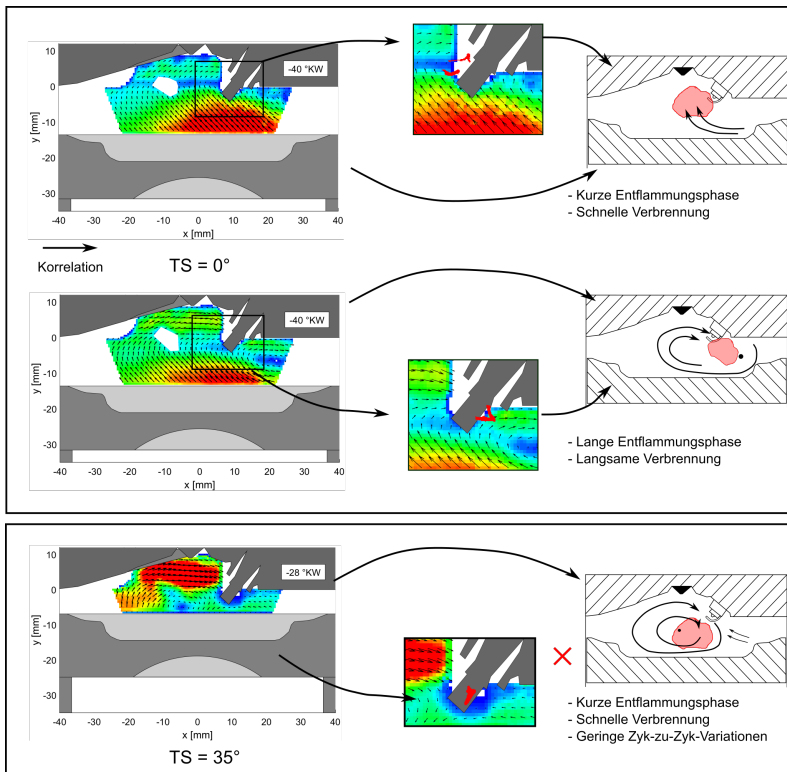


Abbildung 8.17: Schema zu den Wirkmechanismen des Homogen-Magerbetriebs.

Variationen des Heizverlaufs bei $TS = 35^\circ$ geringer. Für eine detaillierte Untersuchung der Entflammungsphase wurde die Position des Zündfunken ausgewertet. Diese korreliert ebenfalls mit hoher Signifikanz mit der Strömung und es werden im Vergleich mit der direkten Verbrennungskorrelation die gleichen relevanten Regionen C1 und C2 identifiziert. Dadurch ergeben sich zentrale Wirkmechanismen, die in Abbildung 8.17 illustriert sind. Bei $TS = 0^\circ$ wird bei Zyklen mit hoher Aufwärtsströmung C1 der Zündfunken in die Mitte des Brennraums transportiert, wo sich die Flamme homogen ausbreiten kann, was eine schnelle erste Verbrennungshälfte begünstigt. Dem gegenüber stehen Zyklen, deren Zündfunken aufgrund der Strömung zur rechten Seite der Zündkerze konvergiert, was eine dezentrale und damit langsame Verbrennung zur Folge hat. Bei $TS = 35^\circ$ ist die Entflammungsphase trotz signifikanter Funken-Strömungs-Korrelationen unabhängig vom Zündort, da durch die zentrale Tumblelage der Flammenkern stets zur Mitte des Brennraums konvergiert. Beide TS-Positionen zeigen, dass eine zentrale Position des Flammenkerns und die daraus resultierende homogene Ausbreitung der Flammenfront eine schnelle Umsetzung des Brennstoffs und somit eine kurze Brenndauer begünstigen.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der vorliegenden Dissertation ist die Entwicklung eines tieferen Verständnisses für die Ursachen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in einem Ottomotor. Im Fokus der Arbeit stand dabei die Untersuchung von Magerbrennverfahren, die zu einer Verbesserung des motorischen Wirkungsgrads beitragen, was schließlich zu einer Reduzierung der CO₂-Emissionen führt. Dazu wurden Teilprozesse des motorischen Verbrennungsvorgangs in einem optisch zugänglichen Einzylindermotor experimentell untersucht. Der Schwerpunkt der Experimente lag in der Anwendung laseroptischer Methoden für die zeitaufgelöste Vermessung der dreidimensionalen innermotorischen Strömung. Mit diesen Methoden sollten vor allem die großskaligen kohärenten Strömungsstrukturen analysiert werden. Hierfür wurden zwei Ansätze entwickelt:

- Zwei-Ebenen-Particle Image Velocimetry (PIV) durch die Verwendung von zwei unabhängigen Messsystemen.
- Scanning-PIV mit Hilfe eines Akustooptischen Deflektors (AOD).

Mit dem AOD-Ansatz konnte erstmals zeitaufgelöste Scanning-PIV im Motor umgesetzt werden. Diese Messtechnik ermöglicht sowohl eine zeitliche als auch eine räumliche Auflösung der großskaligen dreidimensionalen Strömungsstrukturen bei realen Betriebsbedingungen. Dabei wurde das zweidimensionale Strömungsfeld in drei äquidistanten parallelen Ebenen vermessen (Mittlebene und zwei Ventilebenen). Aufgrund der Möglichkeit in einer höheren Anzahl von Ebenen zu messen und der Zuverlässigkeit der Methode, wurde die Scanning-PIV als finale Messkonfiguration gewählt.

Die Scanning-PIV mit dem AOD wurde anhand etablierter Ein-Ebenen-PIV validiert. Zu diesem Zweck wurden die zeitliche Entwicklung und die Zyklus-zu-Zyklus-Fluktuationen der innermotorischen Strömung in der Mittlebene mit beiden Methoden gemessen und verglichen. In einem Großteil des Strömungsfelds konnten keine signifikanten Unterschiede bei der phasengemittelten Strömung festgestellt werden. Auch die statistische Verteilung der instantanen Strömungen zeigte keinen signifikanten Unterschied. Lediglich in den äußeren Randbereichen des Messvolumens konnte aufgrund von Laserenergieverlusten durch den AOD keine Strömung vermessen werden. Da diese Bereiche für die Untersuchungen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen kaum relevant sind, ist die AOD-Scanning-PIV ohne weitere Qualitätseinbußen im Motor anwendbar.

Mit der validierten Versuchsanordnung wurden Experimenten durchgeführt, um eine Datenbasis für eine statistisch belastbare Analyse der Wirkmechanismen zu schaffen. Diese beinhalteten eine gezielte Variation der Einlassparameter. Zum Einen wurde die Einströmgeschwindigkeit durch einen Tumblesteller erhöht. Zum Anderen wurde die Steuerzeit der Einlassventile für eine Variation der internen Abgasrückführung (AGR) geändert. Darüber hinaus wurden mit dem strahlgeführten Schichtbrennverfahren und

den Homogen-Magerbrennverfahren zwei grundlegend unterschiedliche Betriebsstrategien betrachtet.

Für die anschließende systematische und effiziente Analyse der enormen Datenmengen wurden Algorithmen entwickelt, um Teilprozesse der motorischen Verbrennung zu parametrisieren. Zu den Teilprozessen zählen die Strömung, Direkteinspritzung, Zündung, Verbrennung und Rußemission. Die Wechselwirkungen zwischen den Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Teilprozesse wurden durch die Berechnung des Korrelationskoeffizientens quantifiziert. Anschließend wurde mit Hilfe von statistischen Hypothesentests die Korrelationen auf Signifikanz geprüft. In Zentrum der Analysen stand hierbei die zeitliche Entwicklung der dreidimensionalen Strömungsfelder und deren Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen. Um jene kohärenten Strukturen zu identifizieren, deren Fluktuation mit Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der anderen Prozessparameter korrelieren, wurde die Korrelationsfeldanalyse verwendet und weiterentwickelt. Diese ermöglicht es Strömungsstrukturen hervorzuheben, die den korrelierten Prozessparameter signifikant beeinflussen. Zudem können mit der Methode Quellen für mögliche Querströmungen identifiziert werden.

Mit den statistischen Methoden konnten die folgenden Ergebnisse im Hinblick auf die Strömungscharakteristik und die Ursachen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen im Schichtbetrieb und Homogen-Magerbetrieb erzielt werden.

Dreidimensionale Strömung

Zunächst wurde der Einfluss der Einlassparameter auf die mittlere innermotorische Strömung im Schichtbetrieb untersucht. Dabei führt eine sukzessive Erhöhung der Einströmgeschwindigkeit durch den Tumblesteller zu einer Stabilisierung der Strömung in der Kompression. Die Ladungsbewegung wird erhöht und das Tumblezentrum liegt innerhalb des betrachteten Volumens auf einer horizontalen Achse in der Brennraummitte. Im Gegensatz dazu führt eine Verschiebung der Einlasssteuerzeit zu späten Kurbelwinkeln zu einer Destabilisierung der Strömung durch geringere Ladungsbewegung und einer Krümmung der Tumbleachse.

Für mittlere Strömungen mit gekrümmter Tumbleachse und dezentriertem Tumblezentrum konnten mit Hilfe der Korrelationsfeldanalyse deutliche Indizien für Querströmungen von den Ventilebenen in die Mittelebene gefunden werden. Diese treten bei einigen Zyklen aufgrund von erhöhten Tumblegeschwindigkeiten in den Ventilebenen während der frühen Kompression auf. Durch die Querströmung konvergiert die Strömung während der Kompression in die Mittelebene und taucht dort als starke Aufwärtsströmung am Ende der Kompression auf. Aufgrund der Fluktuation der Querströmung sind diese Strömungen besonders anfällig für Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen, da die Aufwärtsströmung nur in einigen Zyklen auftritt. Durch eine zentrierte Tumbleachse werden die Querströmungen minimiert.

Schichtbetrieb

Eine detaillierte statistische Wirkkettenanalyse unter Einbezug der übrigen Prozessparameter zeigt die signifikanten Auswirkungen der querströmungsinduzierten Aufwärtsströmung auf die Verbrennung. Bei Zyklen mit hoher Aufwärtsströmung führen Interaktionen zwischen dem Sprühstrahl der Schichteinspritzung und der Strömung zu einer ungünstigen Kraftstoffschichtung. Dabei wird das Gemisch zwar stets schnell entzündet und die erste

Hälfte der Verbrennung verläuft stabil, in der zweiten Hälfte kommt es jedoch durch zu hohe Abmagerung in den Randbereichen des Brennraums zu einer verzögerten und möglicherweise unvollständigen Verbrennung. Infolgedessen ist die Leistungsabgabe geringer und die Rußohmission erhöht.

Durch Untersuchungen an einer modifizierten Brennraumgeometrie, konnten die Ergebnisse bestätigt werden. Damit wurde für den Schichtbetrieb eine signifikante Korrelation zwischen den Teilprozessen gezeigt, um die Wirkmechanismen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen von Beginn der Kompression bis zum Ende der Verbrennung zu beschreiben.

Homogen-Magerbetrieb

Durch die statistische Analyse wird eine signifikante Korrelation zwischen der Strömung und der Frühphase der Verbrennung deutlich. Dabei korrelieren die gleichen makroskopischen Strömungsstrukturen wie im Schichtbetrieb. Diesmal ist jedoch die Position des Zündfunken, beziehungsweise der Ort der Entflammung, die Ursache für die Sensitivität zwischen Strömung und Verbrennung. In Zyklen mit hoher Aufwärtsströmung wird der Zündfunken in die Mitte des Brennraums getragen, wo das Gemisch mit kurzer Verzögerung entflammt und sich die Flammenfront homogen im Zylinder ausbreiten kann, was zu einer schnellen Umsatzrate und damit zu einer kurzen Dauer der ersten Brennhälfte führt. Ohne Aufwärtsströmung hingegen entflammt das Gemisch dezentral mit hoher Verzögerung und langer Dauer der ersten Brennhälfte. Die zweite Hälfte der Verbrennung verhält sich dem gegenüber antiproportional, wobei an dieser Stelle der im Vergleich zu herkömmlichen Motoren große Feuersteg des optisch zugänglichen Motors und die damit verbundenen Gemischeinlagerung im Feuersteg zu berücksichtigen ist.

Einlasskonfigurationen, die im Phasenmittel eine zentrierte Tumbleströmung aufweisen, bewirken sowohl für den Schichtbetrieb als auch den Homogen-Magerbetrieb günstige Strömungsbedingungen im Bereich des Injektors und der Zündkerze, wodurch die Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen deutlich reduziert werden.

Insgesamt konnten aus der umfassenden Datenbasis signifikante Wirkmechanismen zwischen den Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der Strömung und denen der Verbrennung im Magerbetrieb herausgearbeitet werden. Im Detail sind die Wirkmechanismen im Schichtbetrieb und Homogen-Magerbetrieb unterschiedlich, allerdings sind stets Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen der gleichen makroskopischen dreidimensionalen Strömungsstrukturen die zentrale Ursache. Somit konnte die hohe Relevanz der innermotorischen Strömung für Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen auf einem statistisch belastbaren Fundament systematisch nachgewiesen werden. Daraus ergibt sich ein erweitertes Verständnis für die Ursachen der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in einem Ottomotor.

Ausblick

Auf Basis der gewonnen Erkenntnisse dieser Arbeit sind folgende zukünftige Forschungsschwerpunkte zu empfehlen. Hinsichtlich der Charakterisierung der dreidimensionalen Strömungsstruktur wäre der nächste Schritt eine tatsächliche messtechnische Erfassung der Geschwindigkeitskomponente orthogonal zur Messebene. Möglich wäre dafür eine

Kopplung der AOD-Scanning-PIV mit stereoskopischen PIV-Verfahren. Zusätzlich könnten numerische Methoden wie LES für den vorliegenden Fall angewendet werden, um die Wirkmechanismen und Querströmungen durch Auflösung des gesamten makroskopischen Strömungsfeldes nachzuvollziehen.

Eine Erweiterung des Spektrums der detektierten Parameter könnte darüber hinaus zu einem verbesserten Verständnis der Interaktion der Teilprozesse beitragen. Hier wären beispielsweise Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)-Methoden zur Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses oder der Flammenfront denkbar. Dabei sollte die Komplexität der Datenverwaltung für eine zielführende Analysestrategie berücksichtigt werden. In diesem Kontext könnten Strategien aus der Informationstechnologie bezüglich Mustererkennung auf Basis neuronaler Netzwerke neue Möglichkeiten eröffnen. Grundsätzlich könnten die bereits entwickelten diagnostischen und statistischen Methoden auf weitere motorische Konzepte übertragen werden, um dort die Wirkmechanismen zu untersuchen.

Bezüglich des optisch zugänglichen Motors ließe sich durch gezielte konstruktive Modifikationen eine verbesserte Übertragbarkeit der Ergebnisse auf einen herkömmlichen Motor realisieren. Hierfür müssten die optischen Zugänge reduziert werden, um eine thermodynamische Vergleichbarkeit herzustellen. Daraus ergeben sich neue Herausforderungen hinsichtlich der Anwendung der optischen Diagnostik. Mit solch einem modifizierten Motor könnten transiente Fahrmanöver abgebildet werden, womit die Wirkmechanismen zur Entstehung von Schadstoffemissionen unter realen Bedingungen untersucht werden könnten.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Adrian and J. Westerweel. *Particle Image Velocimetry*. Cambridge Aerospace Series. Cambridge University Press, 2011.
- [2] R. J. Adrian. Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: speckle velocimetry vs particle image velocimetry. *Appl. Opt.*, 23(11):1690–1691, Jun 1984.
- [3] R. J. Adrian. Dynamic ranges of velocity and spatial resolution of particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12):1393, 1997.
- [4] R. J. Adrian. Twenty years of particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 39(2):159–169, 2005.
- [5] R. J. Adrian, K. T. Christensen, and Z.-C. Liu. Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. *Experiments in Fluids*, 29(3):275–290, Sep 2000.
- [6] H.-E. Albrecht, N. Damaschke, M. Borys, and C. Tropea. *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [7] P. Aleiferis, J. Serras-Pereira, Z. van Romunde, J. Caine, and M. Wirth. Mechanisms of spray formation and combustion from a multi-hole injector with e85 and gasoline. *Combustion and Flame*, 157(4):735 – 756, 2010.
- [8] P. Aleiferis, A. Taylor, K. Ishii, and Y. Urata. The nature of early flame development in a lean-burn stratified-charge spark-ignition engine. *Combustion and Flame*, 136(3):283 – 302, 2004.
- [9] J. Anderson. *Modern Compressible Flow: With Historical Perspective*. Aeronautical & aerospace engineering. McGraw-Hill Higher Education, 1990.
- [10] C. Arcoumanis and T. Kamimoto. *Flow and combustion in reciprocating engines*. Springer Science & Business Media, 2009.
- [11] H. Baecker, A. Kaufmann, and M. Tichy. Experimental and simulative investigation on stratification potential of spray-guided gdi combustion systems. In *SAE World Congress & Exhibition*. SAE International, apr 2007.
- [12] H. D. Baehr and K. Stephan. *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer; Berlin, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [13] I. K. Baldry, J. Bland-Hawthorn, and J. G. Robertson. Volume phase holographic gratings: Polarization properties and diffraction efficiency. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 116(819):403, 2004.
- [14] E. Baum. *Laserbasierte Untersuchung innermotorischer Prozesse*. PhD thesis, TU Darmstadt, 2013.
- [15] E. Baum, B. Peterson, B. Böhm, and A. Dreizler. On the validation of les applied to internal combustion engine flows: Part 1: Comprehensive experimental database. *Flow, Turbulence and Combustion*, 92(1):269–297, 2014.
- [16] E. Baum, B. Peterson, C. Surmann, D. Michaelis, B. Böhm, and A. Dreizler. Investigation of the 3d flow field in an ic engine using tomographic piv. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2):2903 – 2910, 2013.
- [17] M. Baumann, F. di Mare, and J. Janicka. On the validation of large eddy simulation applied to internal combustion engine flows part ii: Numerical analysis. *Flow, Turbulence and Combustion*, 92(1):299–317, Jan 2014.

- [18] T. Böcking. *Grenzpoteziale von ottomotorischen Magerbrennverfahren hubraumkleiner aufgeladener Motoren mit Direkteinspritzung*. PhD thesis, Universität Siegen, 2015.
- [19] P. Bechtold, R. Hohenstein, and M. Schmidt. Evaluation of disparate laser beam deflection technologies by means of number and rate of resolvable spots. *Opt. Lett.*, 38(16):2934–2937, Aug 2013.
- [20] J. Beyerer, F. Puente León, and C. Frese. *Automatische Sichtprüfung : Grundlagen, Methoden und Praxis der Bildgewinnung und Bildauswertung*. Springer Vieweg, Berlin, 2., erweiterte und verbesserte auflage edition, 2016.
- [21] F. Birol, editor. *Global EV outlook 2017; Two million and counting*. IEA Publications, Paris, Frankreich, Juni 2017.
- [22] F. Birol. *Key world energy statisitcs*. IEA Publications, Paris, Frankreich, September 2017.
- [23] J. Bode, J. Schorr, C. Krüger, A. Dreizler, and B. Böhm. Influence of three-dimensional in-cylinder flows on cycle-to-cycle variations in a fired stratified disi engine measured by time-resolved dual-plane piv. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(3):3477 – 3485, 2017.
- [24] B. Böhm, F. di Mare, and A. Dreizler. Characterisation of cyclic variability in an optically accessible ic engine by means of phase-independent pod. In C. Angelberger, editor, *LES for Internal Combustion Engine Flows*. IFP, November 2010.
- [25] J. Borée and P. C. Miles. *In-Cylinder Flow*, pages 1–31. John Wiley & Sons, Ltd, 2014.
- [26] D. Bradley, R. Hicks, M. Lawes, C. Sheppard, and R. Woolley. The measurement of laminar burning velocities and markstein numbers for iso-octane–air and iso-octane–n-heptane–air mixtures at elevated temperatures and pressures in an explosion bomb. *Combustion and Flame*, 115(1):126 – 144, 1998.
- [27] C. Brücker. 3d scanning piv applied to an air flow in a motored engine using digital high-speed video. *Measurement Science and Technology*, 8(12):1480, 1997.
- [28] C. Brücker. Digital-particle-image-velocimetry (dpiv) in a scanning light-sheet: 3d starting flow around a short cylinder. *Experiments in Fluids*, 19(4):255–263, Aug 1995.
- [29] I. Bücker, D.-C. Karhoff, M. Klaas, and W. Schröder. Stereoscopic multi-planar piv measurements of in-cylinder tumbling flow. *Experiments in Fluids*, 53(6):1993–2009, 2012.
- [30] S. Buhl, D. Hain, F. Hartmann, and C. Hasse. A comparative study of intake and exhaust port modeling strategies for scale-resolving engine simulations. *International Journal of Engine Research*, 0(0):1468087417707452, 0.
- [31] R. Bulander. Beitrag verschiedener antriebskonzepte zur erreichung anspruchsvoller klimaziele. In *38. Internationales Wiener Motorensymposium*, Wien, 2017.
- [32] S. Burke and T. Schumann. Diffusion flames. *Industrial & Engineering Chemistry*, 20(10):998–1004, 1928.
- [33] M. Buschbeck, F. Bittner, N., T. Halfmann, and S. Arndt. Dependence of combustion dynamics in a gasoline engine upon the in-cylinder flow field, determined by high-speed piv. *Experiments in Fluids*, 53:1701–1712, 2012.
- [34] J. J. Charonko and P. P. Vlachos. Estimation of uncertainty bounds for individual particle image velocimetry measurements from cross-correlation peak ratio. *Measurement Science and Technology*, 24(6):065301, 2013.
- [35] H. Chen and V. Sick. Three-dimensional three-component air flow visualization in a steady-state engine flow bench using a plenoptic camera. *SAE International Journal of Engines*, 10(2):625–635, mar 2017.
- [36] K. Y. Cho, A. Satija, T. L. Pourpoint, S. F. Son, and R. P. Lucht. High-repetition-rate three-dimensional oh imaging using scanned planar laser-induced fluorescence system for multiphase combustion. *Appl. Opt.*, 53(3):316–326, Jan 2014.

-
- [37] J. Dannemann, K. Pielhop, M. Klaas, and W. Schröder. Cycle resolved multi-planar flow measurements in a four-valve combustion engine. *Experiments in Fluids*, 50(4):961–976, Apr 2011.
- [38] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2 : Elektrizität und Optik*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2013.
- [39] Deutsche Energie-Agentur. *dena-Leitstudie Integrierte Energiewende; Impulse und Erkenntnisse aus dem Studienprozess*, Berlin, Oktober 2017.
- [40] C. Disch, H. Kubach, U. Spicher, J. Pfeil, F. Altenschmidt, and U. Schaupp. Investigations of spray-induced vortex structures during multiple injections of a disi engine in stratified operation using high-speed-piv. In *SAE 2013 World Congress & Exhibition*. SAE International, 04 2013.
- [41] M. C. Drake, T. D. Fansler, A. S. Solomon, and G. A. Szekely. Piston fuel films as a source of smoke and hydrocarbon emissions from a wall-controlled spark-ignited direct-injection engine. In *SAE 2003 World Congress & Exhibition*. SAE International, mar 2003.
- [42] G. E. Elsinga, F. Scarano, B. Wieneke, and B. W. van Oudheusden. Tomographic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 41(6):933–947, Dec 2006.
- [43] B. Enaux, V. Granet, O. Vermorel, C. Lacour, C. Pera, C. Angelberger, and T. Poinot. Les study of cycle-to-cycle variations in a spark ignition engine. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(2):3115 – 3122, 2011.
- [44] Europäische-Kommission. Verordnung (EG) Nr. 715/2007 Des Europäischen Parlamensts und des Rates , 2007.
- [45] Europäische-Kommission. *COM(2016) 501 final: Eine europäische Strategie für emissionsarme Mobilität*, Brüssel, 2016.
- [46] Eurostat. *Europe in Figures - Eurostat yearbook 2017*. European Comission, Luxemburg, 2017.
- [47] C. Fach. Internal combustion engine diagnostics using spark emission spectroscopy. Master’s thesis, TU Darmstadt, 2015.
- [48] C. Fajardo and V. Sick. Flow field assessment in a fired spray-guided spark-ignition direct-injection engine based on uv particle image velocimetry with sub crank angle resolution. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(2):3023 – 3031, 2007.
- [49] C. M. Fajardo and V. Sick. Kinetic energy and dissipation rate spectra of high- and low-swirl internal combustion engine flows. In *SAE World Congress & Exhibition*. SAE International, apr 2009.
- [50] T. Fansler, B. Stojkovic, M. Drake, and M. Rosalik. Local fuel concentration measurements in internal combustion engines using spark-emission spectroscopy. *Applied Physics B*, 75(4-5):577–590, 2002.
- [51] T. D. Fansler, D. L. Reuss, V. Sick, and R. N. Dahms. Invited review: Combustion instability in spray-guided stratified-charge engines: A review. *International Journal of Engine Research*, 16(3):260–305, 2015.
- [52] R. A. Fisher. *The design of experiments*. Oliver And Boyd; Edinburgh; London, 1937.
- [53] R. A. Fisher. *Statistical methods and scientific inference*. Hafner Publishing Co., 1956.
- [54] D. Freudenhammer, E. Baum, B. Peterson, B. Böhm, B. Jung, and S. Grundmann. Volumetric intake flow measurements of an ic engine using magnetic resonance velocimetry. *Experiments in Fluids*, 55(5):1724, 2014.
- [55] D. Freudenhammer, B. Peterson, C. Ding, B. Boehm, and S. Grundmann. The influence of cylinder head geometry variations on the volumetric intake flow captured by magnetic resonance velocimetry. *SAE Int. J. Engines*, 8:1826–1836, 04 2015.
- [56] B. Ganz and S. Donath. Betriebspunktanalyse mittels tpa-modell. Persönliche Korrespondenz.
- [57] L. Graftieux, M. Michard, and N. Grosjean. Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology*, 12(9):1422, 2001.

- [58] V. Granet, O. Vermorel, C. Lacour, B. Enaux, V. Dugué, and T. Poinso. Large-eddy simulation and experimental study of cycle-to-cycle variations of stable and unstable operating points in a spark ignition engine. *Combustion and Flame*, 159(4):1562 – 1575, 2012.
- [59] C. Hasse. Scale-resolving simulations in engine combustion process design based on a systematic approach for model development. *International Journal of Engine Research*, 17(1):44–62, 2016.
- [60] J. B. Heywood. *Internal combustion engine fundamentals*. McGraw-Hill series in mechanical engineering. McGraw-Hill, New York, 1988.
- [61] H. C. Hottel and F. Broughton. Determination of true temperature and total radiation from luminous gas flames. *Industrial & Engineering Chemistry Analytical Edition*, 4(2):166–175, 1932.
- [62] J. Hult, A. Omrane, J. Nygren, C. Kaminski, B. Axelsson, R. Collin, P.-E. Bengtsson, and M. Aldén. Quantitative three-dimensional imaging of soot volume fraction in turbulent non-premixed flames. *Experiments in Fluids*, 33(2):265–269, Aug 2002.
- [63] D. L. Hung, D. M. Chmiel, and L. E. Markle. Application of an imaging-based diagnostic technique to quantify the fuel spray variations in a direct-injection spark-ignition engine. In *SAE 2003 World Congress & Exhibition*. SAE International, mar 2003.
- [64] R. Hunsperger. Integrated optics: Theory and technology. *Ser. Opt. Sci*, 2009.
- [65] P. Janas, I. Wlokas, B. Böhm, and A. Kempf. On the evolution of the flow field in a spark ignition engine. *Flow, Turbulence and Combustion*, 98(1):237–264, 2017.
- [66] F. Joos. *Technische Verbrennung : Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [67] T. Justham, S. Jarvis, A. Clarke, C. P. Garner, G. K. Hargrave, and N. A. Halliwell. Simultaneous study of intake and in-cylinder ic engine flow fields to provide an insight into intake induced cyclic variations. *Journal of Physics: Conference Series*, 45(1):146, 2006.
- [68] R. D. Keane and R. J. Adrian. Optimization of particle image velocimeters. i. double pulsed systems. *Measurement Science and Technology*, 1(11):1202, 1990.
- [69] M. Kerber, S. Rieß, N. Hegemann, M., H. A., and P. Brumm. Entwicklung eines messsystems zur bestimmung des verlustmassenstroms an der kolbendichtung eines einzylinder-forschungsmotors. Technical report, TU Darmstadt, 2016.
- [70] J. Kitzhofer, T. Nonn, and C. Brucker. Generation and visualization of volumetric piv data fields. *Experiments in Fluids*, 51(6):1471–1492, Dec 2011.
- [71] H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell System Technical Journal*, 48(9):2909–2947, 1969.
- [72] K. Kohse-Höinghaus, R. S. Barlow, M. Aldén, and J. Wolfrum. Combustion at the focus: laser diagnostics and control. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(1):89 – 123, 2005.
- [73] P. Kožuch. *Ein phänomenologisches Modell zur kombinierten Stickoxid- und Rußberechnung bei direkteinspritzenden Dieselmotoren*. PhD thesis, Universität Stuttgart, 2004.
- [74] C. Krüger, J. Schorr, F. Nicollet, J. Bode, A. Dreizler, and B. Böhm. Cause-and-effect chain from flow and spray to heat release during lean gasoline combustion operation using conditional statistics. *International Journal of Engine Research*, 18(1-2):143–154, 2017.
- [75] R. S. Laramée, D. Weiskopf, J. Schneider, and H. Hauser. Investigating swirl and tumble flow with a comparison of visualization techniques. In *Proceedings of the Conference on Visualization '04*, VIS '04, pages 51–58, Washington, DC, USA, 2004. IEEE Computer Society.
- [76] P. Lückert, H. Breitbach, A. Waltner, N. Merdes, and R. Weller. Potentials of spray-guided combustion systems in combination with downsizing concepts. In *Proceedings of the 32nd international Vienna motor symposium*. SAE International, 2011.
- [77] M. J. Lee, M. Hall, O. A. Ezekoye, and R. D. Matthews. Voltage, and energy deposition characteristics of spark ignition systems. In *SAE 2005 World Congress & Exhibition*. SAE International, apr 2005.

- [78] T. Li. Einsatz von akusto-optischen modulatoren zur laserscanning-diagnostik von verbrennungsprozessen. Master's thesis, TU Darmstadt, 2015.
- [79] T. Li, J. Pareja, L. Becker, W. Heddrich, A. Dreizler, and B. Böhm. Quasi-4d laser diagnostics using an acousto-optic deflector scanning system. *Applied Physics B*, 123(3):78, 2017.
- [80] D. Liu, T. Wang, M. Jia, and G. Wang. Cycle-to-cycle variation analysis of in-cylinder flow in a gasoline engine with variable valve lift. *Experiments in Fluids*, 53(3):585–602, 2012.
- [81] R. T. Lovrenich. The physics of electronic ignition. In *International Summer Meeting*. SAE International, jan 1963.
- [82] J. D. Luff, T. Drouillard, A. M. Rompage, M. A. Linne, and J. R. Hertzberg. Experimental uncertainties associated with particle image velocimetry (PIV) based vorticity algorithms. *Experiments in Fluids*, 26(1):36–54, 1999.
- [83] R. Maly. *Spark ignition: its physics and effect on the internal combustion engine*. Plenum, New York, 1984.
- [84] D. Marc, J. Boree, R. Bazile, and G. Charnay. Tumbling vortex flow in a model square piston compression machine: Piv and ldv measurements. In *International Fuels & Lubricants Meeting & Exposition*. SAE International, oct 1997.
- [85] D. Martin, P. Pischke, and R. Kneer. Investigation of the influence of multiple gasoline direct injections on macroscopic spray quantities at different boundary conditions by means of visualization techniques. *International Journal of Engine Research*, 11(6):439–454, 2010.
- [86] Y. Matsui, T. Kamimoto, and S. Matsuka. A study on the time and space resolved measurement of flame temperature and soot concentration in a d. i. diesel engine by the two-color method. In *1979 Automotive Engineering Congress and Exposition*. SAE International, feb 1979.
- [87] Y. Matsui, T. Kamimoto, and S. Matsuka. Formation and oxidation processes of soot particulates in a d. i. diesel engine — an experimental study via the two-color method. In *SAE International Congress and Exposition*. SAE International, feb 1982.
- [88] M. Megerle, V. Sick, and D. L. Reuss. Measurement of digital particle image velocimetry precision using electro-optically created particle-image displacements. *Measurement Science and Technology*, 13(7):997, 2002.
- [89] A. Melling. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12):1406, 1997.
- [90] M. B. Melnick, B. S. Thurow, and B. Brock. Flow visualization of three-dimensional large scale motions in apg and zpg turbulent boundary layers. In *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, page 535, 2013.
- [91] G. Merker and R. Teichmann. *Grundlagen Verbrennungsmotoren: Funktionsweise, Simulation, Messtechnik*. ATZ/MTZ-Fachbuch. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2014.
- [92] D. Michaelis, D. R. Neal, and B. Wieneke. Peak-locking reduction for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 27(10):104005, 2016.
- [93] G. Mie. Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Annalen der physik*, 330(3):377–445, 1908.
- [94] D. C. Montgomery and G. C. Runger. *Applied statistics and probability for engineers*. John Wiley & Sons, 2003.
- [95] C. Mounaïm-Rousselle, L. Landry, F. Halter, and F. Foucher. Experimental characteristics of turbulent premixed flame in a boosted spark-ignition engine. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2):2941 – 2949, 2013.
- [96] S. H. R. Müller, B. Böhm, M. Gleißner, R. Grzeszik, S. Arndt, and A. Dreizler. Flow field measurements in an optically accessible, direct-injection spray-guided internal combustion engine using high-speed piv. *Experiments in Fluids*, 48(2):281–290, Feb 2010.

- [97] D. R. Neal, A. Sciacchitano, B. L. Smith, and F. Scarano. Collaborative framework for piv uncertainty quantification: the experimental database. *Measurement Science and Technology*, 26(7):074003, 2015.
- [98] F. Nicollet, C. Krüger, J. Schorr, E. Nicoud, O. Colin, C. Angelberger, J. Bode, and B. Böhm. A piv-guided large-eddy simulation of in-cylinder flows. *Oil Gas Sci. Technol. – Rev. IFP Energies nouvelles*, 72(5):28, 2017.
- [99] N. Ozdor, M. Dulger, and E. Sher. Cyclic variability in spark ignition engines a literature survey. In *International Congress & Exposition*. SAE International, mar 1994.
- [100] L. R. Paradowski. Uncertainty ellipses and their application to interval estimation of emitter position. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 33(1):126–133, Jan 1997.
- [101] B. J. Patrie, J. M. Seitzman, and R. K. Hanson. Instantaneous three-dimensional flow visualization by rapid acquisition of multiple planar flow images. *Optical Engineering*, 33(3):975–980, 1994.
- [102] F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch, and H. Schmidt. *Optik für Ingenieure: Grundlagen*. Springer, 2005.
- [103] N. Peters. Laminar flamelet concepts in turbulent combustion. *Symposium (International) on Combustion*, 21(1):1231 – 1250, 1988. Twenty-First Symposium (International on Combustion).
- [104] N. Peters. The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 384:107–132, 1999.
- [105] N. Peters. *Turbulent combustion*. Cambridge university press, 2000.
- [106] B. Peterson, E. Baum, B. Böhm, and A. Dreizler. Early flame propagation in a spark-ignition engine measured with quasi 4d-diagnostics. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(3):3829 – 3837, 2015.
- [107] B. Peterson, E. Baum, B. Böhm, V. Sick, and A. Dreizler. High-speed PIV and LIF imaging of temperature stratification in an internal combustion engine. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2):3653 – 3660, 2013.
- [108] B. Peterson, E. Baum, B. Böhm, V. Sick, and A. Dreizler. Spray-induced temperature stratification dynamics in a gasoline direct-injection engine. *Proceedings of the Combustion Institute*, 350(3):2923 – 2931, 2015.
- [109] B. Peterson, E. Baum, C.-P. Ding, D. Michaelis, A. Dreizler, and B. Böhm. Assessment and application of tomographic piv for the spray-induced flow in an ic engine. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(3):3467 – 3475, 2017.
- [110] B. Peterson, D. L. Reuss, and V. Sick. High-speed imaging analysis of misfires in a spray-guided direct injection engine. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(2):3089 – 3096, 2011.
- [111] B. Peterson, D. L. Reuss, and V. Sick. On the ignition and flame development in a spray-guided direct-injection spark-ignition engine. *Combustion and Flame*, 161(1):240 – 255, 2014.
- [112] H. Pham. *Springer handbook of engineering statistics*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [113] C. J. D. Pickering and N. A. Halliwell. Laser speckle photography and particle image velocimetry: photographic film noise. *Appl. Opt.*, 23(17):2961–2969, Sep 1984.
- [114] R. Pischinger, M. Klell, and T. Sams. *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Springer-Verlag, Wien, 2009.
- [115] B. Ponitz, M. Sastuba, and C. Brückner. 4d visualization study of a vortex ring life cycle using modal analyses. *Journal of Visualization*, 19(2):237–259, May 2016.
- [116] S. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [117] A. K. Prasad and R. J. Adrian. Stereoscopic particle image velocimetry applied to liquid flows. *Experiments in Fluids*, 15(1):49–60, Jun 1993.

-
- [118] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Experimental Fluid Mechanics. Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [119] D. L. Reuss, R. J. Adrian, C. C. Landreth, D. T. French, and T. D. Fansler. Instantaneous Planar Measurements of Velocity and Large-Scale Vorticity and Strain Rate in an Engine Using Particle-Image Velocimetry. In *SAE International Congress and Exposition*. SAE International, feb 1989.
- [120] D. L. Reuss, M. Megerle, and V. Sick. Particle-image velocimetry measurement errors when imaging through a transparent engine cylinder. *Measurement Science and Technology*, 13(7):1029, 2002.
- [121] O. Reynolds. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Proceedings of the royal society of London*, 35(224-226):84–99, 1883.
- [122] L. F. Richardson. Weather prediction by numerical process cambridge university press. *Cambridge University Press*, 1922.
- [123] G. Römer and P. Bechtold. Electro-optic and acousto-optic laser beam scanners. *Physics Procedia*, 56(Supplement C):29 – 39, 2014. 8th International Conference on Laser Assisted Net Shape Engineering LANE 2014.
- [124] L. Sachs and J. Hedderich. *Angewandte Statistik: Methodensammlung mit R*. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [125] J. Sakakibara, M. Nakagawa, and M. Yoshida. Stereo-piv study of flow around a maneuvering fish. *Experiments in Fluids*, 36(2):282–293, Feb 2004.
- [126] W. Sauter, J. Pfeil, A. Velji, U. Spicher, N. Laudenbach, F. Altenschmidt, and U. Schaupp. Application of particle image velocimetry for investigation of spray characteristics of an outward opening nozzle for gasoline direct injection. In *Powertrain & Fluid Systems Conference and Exhibition*. SAE International, oct 2006.
- [127] F. Scarano. Iterative image deformation methods in piv. *Measurement Science and Technology*, 13(1):R1, 2002.
- [128] H. Schade. *Technische Optik*. Springer, 1969.
- [129] U. Schaupp, A. Waltner, A. Kaden, and C. Krüger. Lean-burn stratified combustion with spray-guided combustion system in engines with high specific output. In *Proceedings of the 23rd Aachen Colloquium Automobile and Engine Technology*, 2014.
- [130] M. Schilling. *Betriebsstrategien zur Emissionsreduzierung beim Ottomotor mit strahlgeführtem Brennverfahren*. PhD thesis, Karlsruher Institut für Technologie, 2012.
- [131] R. A. Schubiger. *Untersuchungen zur Russbildung und -oxidation in der dieselmotorischen Verbrennung: Thermodynamische Kenngrößen, Verbrennungsanalyse und Mehrfarbenendoskopie*. PhD thesis, ETH Zürich, 2001.
- [132] F. Schumann, F. Sarikoc, S. Buri, H. Kubach, and U. Spicher. Potential of spray-guided gasoline direct injection for reduction of fuel consumption and simultaneous compliance with stricter emissions regulations. *International Journal of Engine Research*, 14(1):80–91, 2013.
- [133] A. Sciacchitano, D. R. Neal, B. L. Smith, S. O. Warner, P. P. Vlachos, B. Wieneke, and F. Scarano. Collaborative framework for piv uncertainty quantification: comparative assessment of methods. *Measurement Science and Technology*, 26(7):074004, 2015.
- [134] A. Sciacchitano, B. Wieneke, and F. Scarano. Piv uncertainty quantification by image matching. *Measurement Science and Technology*, 24(4):045302, 2013.
- [135] V. Sick, M. C. Drake, and T. D. Fansler. High-speed imaging for direct-injection gasoline engine research and development. *Experiments in Fluids*, 49(4):937–947, Oct 2010.
- [136] M. Sjöberg, W. Zeng, and D. Reuss. Role of Engine Speed and In-Cylinder Flow Field for Stratified and Well-Mixed DISI Engine Combustion Using E70. *SAE Int. J. Engines*, 7:642–655, 04 2014.

- [137] S. M. Soloff, R. J. Adrian, and Z.-C. Liu. Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12):1441, 1997.
- [138] J. H. Spurk and N. Aksel. *Strömungslehre*, volume 8. Springer, 2010.
- [139] M. Stanislas, K. Okamoto, C. J. Kähler, J. Westerweel, and F. Scarano. Main results of the third international piv challenge. *Experiments in Fluids*, 45(1):27–71, Jul 2008.
- [140] P. Stansfield, G. Wigley, T. Justham, J. Catto, and G. Pitcher. Piv analysis of in-cylinder flow structures over a range of realistic engine speeds. *Experiments in Fluids*, 43(1):135–146, Jul 2007.
- [141] P. A. Stansfield, G. Wigley, C. P. Garner, R. Patel, N. Ladommatos, G. Pitcher, J. W. G. Turner, H. Nuglisch, and J. Helie. Unthrottled engine operation using variable valve actuation: The impact on the flow field, mixing and combustion. In *SAE World Congress & Exhibition*. SAE International, apr 2007.
- [142] R. Stiehl. *Laserbasierte Untersuchung der Prozesse in einem Ottomotor mit strahlgefhrttem Brennverfahren*. PhD thesis, TU Darmstadt, 2015.
- [143] R. Stiehl, J. Bode, J. Schorr, C. Krüger, A. Dreizler, and B. Böhm. Influence of intake geometry variations in a stratified flow and flow-spray interactions in a stratified direct-injection spark-ignition engine captured by time-resolved particle image velocimetry. *International Journal of Engine Research*, 17(9):983–997, 2016.
- [144] R. Stiehl, J. Schorr, C. Krüger, A. Dreizler, and B. Böhm. In-cylinder flow and fuel spray interactions in a stratified spray-guided gasoline engine investigated by high-speed laser imaging techniques. *Flow, Turbulence and Combustion*, 91(3):431–450, 2013.
- [145] M. Storch, S. Erdenkäufer, M. Wensing, S. Will, and L. Zigan. The effect of ethanol blending on combustion and soot formation in an optical disi engine using high-speed imaging. *Energy Procedia*, 66:77 – 80, 2015. The 12th International Conference on Combustion & Energy Utilisation.
- [146] M. Storch, M. Kögl, S. Will, and L. Zigan. *Untersuchungen zum Einfluss von Ethanolzumischung auf die Rußbildung bei der Benzindirekteinspritzung*, pages 425–4380. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, 2017.
- [147] M. Storch, A. Pfaffenberger, M. Koegl, S. Will, and L. Zigan. Combustion and sooting behavior of spark-ignited ethanol–isooctane sprays under stratified charge conditions. *Energy & Fuels*, 30(7):6080–6090, 2016.
- [148] E. Taylor Jones. *Induction coil:Theory and applications*. Pitman, London, 1932.
- [149] B. Thurow and A. Satija. Preliminary development of a nearly-instantaneous three-dimensional imaging technique for high-speed flow fields. *AIAA Paper*, 2972, 2006.
- [150] B. Thurow and A. Satija. Further development of a high-speed three-dimensional flow visualization system. *AIAA Paper*, 1060, 2007.
- [151] B. S. Thurow. Recent progress towards a high-speed three-dimensional flow visualization technique. In *2007 22nd International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities*, pages 1–7, June 2007.
- [152] B. S. Thurow, K. P. Lynch, S. T. Williams, and M. B. Melnick. 3-d flow imaging using a mhz-rate pulse burst laser system. In *15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2010.
- [153] B. H. Timmins, B. W. Wilson, B. L. Smith, and P. P. Vlachos. A method for automatic estimation of instantaneous local uncertainty in particle image velocimetry measurements. *Experiments in Fluids*, 53(4):1133–1147, 2012.
- [154] D. P. Towers and C. E. Towers. Cyclic variability measurements of in-cylinder engine flows using high-speed particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 15(9):1917, 2004.
- [155] C. Tropea and A. L. Yarin. *Springer handbook of experimental fluid mechanics*, volume 1. Springer Science & Business Media, 2007.

-
- [156] K. Truffin, C. Angelberger, S. Richard, and C. Pera. Using large-eddy simulation and multivariate analysis to understand the sources of combustion cyclic variability in a spark-ignition engine. *Combustion and Flame*, 162(12):4371 – 4390, 2015.
- [157] UNFCCC. *Paris Agreement on Climate Change*, Paris, 2015. United Nations.
- [158] R. van Basshuysen. *Ottomotor mit Direkteinspritzung: Verfahren, Systeme, Entwicklung, Potenzial*. Springer, 2013.
- [159] T. van Overbrüggen, J. Dannemann, M. Klaas, and W. Schröder. Holographic particle image velocimetry measurements in a four-valve combustion engine. *Experiments in Fluids*, 55(1):1634, 2013.
- [160] G. Vent, C. Enderle, N. Merdes, F. Keitmann, and R. Weller. The new 2.0l turbo engine from the mercedes-benz 4-cylinder engine family. In *Proceedings of the 21st Aachen Colloquium Automobile and Engine Technology*, 2012.
- [161] O. Vermorel, S. Richard, O. Colin, C. Angelberger, A. Benkenida, and D. Veynante. Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle les. *Combustion and Flame*, 156(8):1525 – 1541, 2009.
- [162] M. Voisine, L. Thomas, J. Borée, and P. Rey. Spatio-temporal structure and cycle to cycle variations of an in-cylinder tumbling flow. *Experiments in Fluids*, 50(5):1393–1407, May 2011.
- [163] T. Wang, D. Liu, B. Tan, G. Wang, and Z. Peng. An investigation into in-cylinder tumble flow characteristics with variable valve lift in a gasoline engine. *Flow, Turbulence and Combustion*, 94(2), 2015.
- [164] J. Warnatz, R. W. Dibble, and U. Maas. *Combustion : Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant Formation*. Springer, Berlin, Heidelberg, a4th edition edition, 2006.
- [165] J. Weinkauff, M. Greifenstein, A. Dreizler, and B. Böhm. Time resolved three-dimensional flamebase imaging of a lifted jet flame by laser scanning. *Measurement Science and Technology*, 26(10):105201, 2015.
- [166] R. Wellander, M. Richter, and M. Aldén. Time-resolved (khz) 3d imaging of oh plif in a flame. *Experiments in Fluids*, 55(6):1764, Jun 2014.
- [167] J. Westerweel. Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data. *Experiments in Fluids*, 16(3):236–247, Feb 1994.
- [168] J. Westerweel. Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12):1379, 1997.
- [169] J. Westerweel. Theoretical analysis of the measurement precision in particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 29(1):S003–S012, 2000.
- [170] J. Westerweel and F. Scarano. Universal outlier detection for piv data. *Experiments in Fluids*, 39(6):1096–1100, Dec 2005.
- [171] B. Wieneke. Piv uncertainty quantification from correlation statistics. *Measurement Science and Technology*, 26(7):074002, 2015.
- [172] T. S. Wilson, H. Xu, S. Richardson, M. L. Wyszynski, and T. Megaritis. Optical study of flow and combustion in an hcci engine with negative valve overlap. *Journal of Physics: Conference Series*, 45(1):94, 2006.
- [173] L. Withrow and G. M. Rassweiler. Slow motion shows knocking and non-knocking explosions. In *Semi-Annual Meeting of the Society*. SAE International, jan 1936.
- [174] WKM. *Die Zukunft des Verbrennungsmotors*. Wissenschaftliche Gesellschaft für Kraftfahrzeug - und Motorentechnik, 2017.
- [175] K. Xu, H. Xie, M. Wan, T. Chen, and H. Zhao. Effect of valve timing and residual gas dilution on flame development characteristics in a spark ignition engine. *SAE Int. J. Engines*, 7:488–499, 04 2014.

- [176] Y. B. Zel'dovich and D. Frank-Kamenetsky. Towards the theory of uniformly propagating flames. In *Doklady AN SSSR*, volume 19, pages 693–697, 1938.
- [177] W. Zeng, M. Sjöberg, and D. Reuss. Using PIV Measurements to Determine the Role of the In-Cylinder Flow Field for Stratified DISI Engine Combustion. *SAE Int. J. Engines*, 7:615–632, 04 2014.
- [178] W. Zeng, M. Sjöberg, and D. L. Reuss. Combined effects of flow/spray interactions and EGR on combustion variability for a stratified DISI engine. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(3):2907 – 2914, 2015.
- [179] W. Zeng, M. Sjöberg, and D. L. Reuss. Piv examination of spray-enhanced swirl flow for combustion stabilization in a spray-guided stratified-charge direct-injection spark-ignition engine. *International Journal of Engine Research*, 16(3):306–322, 2015.
- [180] W. Zeng, M. Sjöberg, D. L. Reuss, and Z. Hu. The role of spray-enhanced swirl flow for combustion stabilization in a stratified-charge DISI engine . *Combustion and Flame*, 168:166 – 185, 2016.
- [181] W. Zeng, M. Sjöberg, D. L. Reuss, and Z. Hu. High-speed PIV, spray, combustion luminosity, and infrared fuel-vapor imaging for probing tumble-flow-induced asymmetry of gasoline distribution in a spray-guided stratified-charge DISI engine. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(3):3459 – 3466, 2017.
- [182] F. Zentgraf, E. Baum, B. Böhm, A. Dreizler, and B. Peterson. On the turbulent flow in piston engines: Coupling of statistical theory quantities and instantaneous turbulence. *Physics of Fluids*, 28(4):045108, 2016.
- [183] W. Zhang, R. Hain, and C. J. Kähler. Scanning piv investigation of the laminar separation bubble on a sd7003 airfoil. *Experiments in Fluids*, 45(4):725–743, Oct 2008.
- [184] H. Zhao and N. Ladommatos. Optical diagnostics for soot and temperature measurement in diesel engines. *Progress in Energy and Combustion Science*, 24(3):221 – 255, 1998.